



# Étude de la structure des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches $N=28$ par spectroscopie gamma en ligne.

B. Bastin

## ► To cite this version:

B. Bastin. Étude de la structure des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches  $N=28$  par spectroscopie gamma en ligne.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2007. Français. NNT : . tel-00269886

**HAL Id: tel-00269886**

**<https://theses.hal.science/tel-00269886>**

Submitted on 3 Apr 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. des SCIENCES

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

LABORATOIRE de PHYSIQUE CORPUSCULAIRE de CAEN

THÈSE

présentée par

Mademoiselle Beyhan BASTIN

soutenue

le 05 octobre 2007

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires

(Arrêté du 7 août 2006)

Titre :

Étude de la structure des noyaux riches en neutrons  
autour de la fermeture de couches  $N=28$  par  
spectroscopie gamma en ligne.

JURY

Monsieur J.C. ANGELIQUE, Professeur, ENSPG-Grenoble (*Directeur de thèse*)

Monsieur Y. BLUMENFELD, Directeur de recherche CNRS, IPNO-Orsay (*Rapporteur*)

Monsieur W. CATFORD, Professeur, Université de Surrey

Monsieur J. COLIN, Professeur, Université de Caen

Monsieur F. NOWACKI, Chargé de recherche CNRS, IReS-Strasbourg

Monsieur P. VAN DUPPEN, Professeur, Université de Leuven (K.U. Leuven) (*Rapporteur*)



# Remerciements

L'écriture des quelques mots qui suivent constitue la dernière étape des trois années de doctorat passées au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. J'espère sincèrement avoir pu exprimer ma gratitude tout au long de ces années et qu'il ne s'agit que d'une simple immortalisation sur papier...

Je tiens tout d'abord à remercier messieurs Jean-François Lecolley et Jean-Claude Steckmeyer de m'avoir accueilli au sein du laboratoire et de m'avoir offert, dès les premiers jours, des conditions de travail optimales.

Je voudrais ensuite témoigner ma reconnaissance à tous les membres du jury. Merci à Jean Colin d'avoir accepté de le présider. Je suis profondément heureuse d'avoir eu un président de jury originaire du Nord-Cotentin. Un grand merci à Piet Van Duppen et Yorick Blummenfeld, pour leur lecture minutieuse du manuscrit et pour tout leur travail en tant que rapporteurs. J'ai beaucoup apprécié les discussions que nous avons pu avoir. Je remercie particulièrement Frédéric Nowacki pour sa présence le jour de la soutenance, mais aussi pour sa collaboration précieuse pendant la phase d'interprétation des résultats expérimentaux. Enfin, merci à Wilton Caltford d'avoir accepté de faire partie du jury et pour les échanges que nous avons pu avoir.

J'exprime ma profonde gratitude envers Oscar Naviliat pour avoir accepté de prendre la direction officielle de ma thèse pendant près de deux ans, le temps que Jean-Claude puisse passer son habilitation à diriger des recherches. Merci Jean-Claude, pour ton soutien pendant toutes ces années. Je t'ai connu en Licence, tu étais à l'époque mon tuteur de projet. Je t'ai eu ensuite en tant qu'enseignant. Toi et Etienne, par votre pédagogie et extrême gentillesse, vous avez beaucoup contribué à mon orientation dans la physique nucléaire. Ton départ pour Grenoble m'a profondément attristé. Il s'est ajouté à celui de Stéphane (second co-encadrant) en début de thèse. Je ne me suis pas senti pour autant complètement abandonnée et ceci grâce aux autres membres du groupe et du laboratoire en général.

Merci pour cela à Nigel le "Grand Chef" du groupe "Noyaux Exotiques". Avec Nigel, tout se discute autour d'une tasse de thé ou de café. Sa gentillesse, son souci du bien-être de chacun, ses conseils et ses connaissances en font quelqu'un d'exceptionnel. Merci également aux autres permanents du groupe, Miguel, Lynda et Franck, pour leur amabilité et écoute. Je voudrais juste préciser à Lynda que je ne viendrai désormais chez elle qu'en présence de mon avocat ou qu'en l'absence de son chat. Ce dernier semble avoir des vues sur mon organisme végétarien.



Je tiens à saluer également les thésards et post-doctorants du groupe (ou ex pour certains). J'aborderai le cas de Benoit et Guillaume un peu plus tard. Hicham est de loin mon sceptique préféré. Je suis heureuse de le savoir non fumeur à présent et lui souhaite beaucoup de bonheur avec la miss Maya. Je remercie Brian pour son extrême gentillesse, les discussions que nous avons pu avoir et ses explications multiples. Je suis contente que les divergences d'opinion de nos encadrants de thèse n'aient su altérer notre bonne entente. Je n'ai pas trop eu l'occasion de faire réellement la connaissance d'Anne (petite dernière du groupe) mais lui souhaite plein de réussite pour la suite. J'espère qu'elle appréciera le confort de mon bureau.

En parlant de bureau, j'ai moi même pris la place du très calme Aymeric. Je remercie le très souriant Matthieu de m'y avoir accueilli. Ce fut un réel plaisir de partager quelques smarties et éclats de rire avec ce dernier. J'espère avoir rempli pleinement mes fonctions de secrétaire pendant sa période de rédaction. Je lui souhaite beaucoup de réussite pour sa future entreprise. François a ensuite occupé sa place dans le bureau. Il s'agit sans conteste du plus sportif des doctorants que j'ai rencontré : un peu de vélo le matin, de la boxe, un peu de sport de combat utilisant des sabres (je ne me rappelle plus exactement du nom), de la course à pied, de la nage en piscine... Mais une chose est sûre : les abdominaux ne constituent pas des agrégats de graisse compressée comme il aurait tendance à le croire (je plaisante... quoique). Je lui souhaite de réaliser ses rêves et notamment son voyage au Japon. Enfin, j'ai eu le plaisir de partager le bureau avec Estelle. Nous étions non pas les Dupont et Dupond mais Batin et Bastin du laboratoire. Notre goût commun pour le chocolat et dérivés a rapidement facilité l'entente. Je lui laisse le soin de tourner les pages du calendrier des hommes sportifs aux nez cassés si gentillement offert par son responsable Daniel, dit "Grand Chef Root". Je crois que traverser un couloir sans être interpellé par un pauvre thésard en détresse, suite à une violation du segment inopinée, lui est quasiment impossible. Merci personnellement pour ses interventions et multiples ruses de coyote. J'en profite pour remercier mon chef root des premiers temps qu'est Iulian. Je tiens à souligner son extrême gentillesse et la formidable joie de vivre que le caractérise.

Je salue tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de partager les pauses café bi-hebdomadaires, qui engendrent une migration vers le noyau central : Jean-Luc (le chef d'orchestre cherbourgeois), Olivier, Nathalie, Manu, Dominique, Camille, Paolo, Damien, Grégoire... Je salue également les autres physiciens permanents, post-doctorants et doctorants, tout aussi gentils, joviaux et serviables que les précédents. Je pense à Bernard, Etienne, Francesca, François, Gilles, Olivier, Rémi, Thomas, Xavier, Daniel (Rodriguez), Sandro, Alain, Anne-Marie, Caroline, Immaculada, Jérémy, Florian, Gwendal, Matias, Pierre, ...

Pendant ma thèse, j'ai été amenée à faire de nombreux allers-retours au GANIL. Je remercie Olivier Sorlin pour ses précieux conseils d'analyse et son amabilité. Un grand merci à Patricia Roussel-Chomaz et Wolfgang Mittag pour leurs explications concernant le spectromètre. Je remercie également Navin Alahari, Hervé Savajols, Maurycy Rejmund et Laurent Gaudefroy pour les discussions que nous avons pu avoir.

Au cours de ces allers-retours, un petit détour dans le bureau de la très charmante Marie (dite "N=20") est devenu rituel. Etant issues de la même promotion du DEA, nous avons partagé beaucoup de chose ensemble. Je suis contente, entre autres, que

nous ayons couru la course de la Rochambelle ensemble et qui plus est avec un si joli chrono à la clé. Comme quoi, les entraînements menés par la "running-team exotiques LPC-GANIL" ont bien porté leurs fruits. J'en profite pour saluer Bülent, qui vient d'occuper son bureau et qui s'avère tout aussi amical. Je salue également ses multiples collègues de bureau. Un remerciement spécial à Marian pour m'avoir toujours accueilli avec sourire et pour son extrême gentillesse. Petit clin d'oeil à Karim, qui sait être extrêmement sérieux dans son travail et immensément jovial en dehors.

Je tiens à remercier tous les membres de la collaboration sans qui l'expérience n'aurait pas pu aboutir à de si jolis résultats. Je remercie particulièrement Jaromir, Dora, Zoltz, Antoine Drouart et "Alexanderchen". Ce fut un réel plaisir de faire leur connaissance.

Un grand merci à l'ensemble des membres de l'équipe technique du LPC-Caen pour leur aide et leur soutien tout au long de mon doctorat. J'ai une pensée particulière pour Gilles Iltis. J'ai eu le plaisir de partager la salle INO avec lui lors du test des détecteurs. Il m'a toujours prêté si gentilleman son matériel. J'ai beaucoup apprécié les conversations que nous avons eu. Je suis émue d'avoir soutenue ma thèse dans la salle qui porte maintenant son nom.

Merci également aux techniciens du GANIL tout aussi aimables et serviables que ceux du LPC. Je salue l'équipe de l'acquisition du GANIL. "You know what? I am happy" de vous avoir connu.

J'ai eu la chance et la joie d'enseigner au cours de ma thèse en tant que monitrice du CIES GRAND-UEST. Je remercie Eugène Dubois le correspondant local pour son amabilité et son attention. Merci à Thomas Lefort d'avoir accepté la tâche de tuteur pendant cette période. Je salue tous les différents enseignants avec lesquels j'ai pris beaucoup de plaisir à collaborer : Thomas Lefort, Olivier Juillet, Phillipe Marie, Xavier Portier, David Boillet, Emmanuel Vient, Marc Lavallois, Magalie Morales, Pierre Bernstein, Catherine Bazin... Je remercie aussi Olivier Juillet pour ses multiples explications théoriques. Merci de m'avoir toujours accueilli avec sourire et d'avoir pris la peine de répondre à mes questions, mêmes les plus simplistes. Je tiens également à remercier Piet Van Isacker et Francesca Guillemine, pour les mêmes raisons.

J'en profite pour saluer les autres moniteurs du CIES GRAND-UEST : Julie, Benoit, Alexandre, "mon frère"... Nous avons partagé de très bons moments ensemble au cours de nos multiples stages de formation. Ce fut par ailleurs sans conteste très enrichissant de connaître les thématiques de recherches menées dans d'autres domaines.

Je tiens à remercier le corps enseignant de ma commune pour l'attention qu'ils me portent. Un grand merci à Lisiane pour m'avoir proposé et réalisé le travail de relecture du manuscrit.

Je remercie profondément la miss Dorothée pour sa collaboration de fin de thèse. Je suis contente d'avoir fait sa connaissance. Je lui souhaite beaucoup de réussite dans ses travaux de doctorat. J'en profite pour saluer Mathieu, qui se trouve aussi à Strasbourg. Bon courage pour la rédaction. En parlant de personnes situées dans des

"contrées lointaines", je tiens à saluer aussi la très charmante et souriante Charlotte.

J'en viens à toi, Guillaume. Très cher meilleur ami, j'ai bien peur de n'avoir que des choses positives à dire sur votre compte. Je crois que si quelqu'un doit mourir d'un cancer suite à une utilisation abusive du téléphone portable, nous répondrons tous les deux présents. Merci de m'avoir fait partager tes écrits. J'ai accumulé un peu de retard dans le second volume, mais je compte bien le combler rapidement (l'espoir fait vivre...). Encore merci pour ton écoute et ton soutien.

Avec Benoit, nous avons tout partagé ensemble depuis le DEA. Je ne compte plus le nombre d'allers-retours faits à ton bureau. Merci pour ton aide, ton écoute, ta gentillesse...

J'en viens au plus important : ma famille. Je remercie ma maman, mon grand-frère, ma belle-soeur, ma grande soeur, mon petit frère, mes oncles et tantes, ma grande cousine, mes autres cousins et cousines... pour leur soutien tout au long de ces années. Votre présence m'est indispensable. Même si je vous le dis déjà tous les jours... je vous aime! Je vous dédie ce manuscrit. Je le dédie aussi à mon père. J'espère qu'il aurait été content de sa petite fille...

# Table des matières

Liste des figures	11
Liste des tableaux	15
<b>I Introduction aux nombres magiques et à la fermeture de couches N=28</b>	<b>19</b>
1 Sonder le noyau par l'étude des noyaux stables : existence des nombres magiques et du modèle en couches	21
1.1 Etudes expérimentales et magie des noyaux . . . . .	21
1.1.1 Répartition des éléments dans la nature . . . . .	21
1.1.2 Diminution de $S_n$ . . . . .	22
1.1.3 Energie élevée du premier état excité des noyaux pairs-pairs . .	24
1.2 Edification progressive du modèle en couches . . . . .	24
1.2.1 Forme du potentiel moyen . . . . .	25
1.2.2 Modèle en couches avec interaction résiduelle . . . . .	29
2 La fermeture de couche N=28 : affaiblissement loin de la stabilité?	31
2.1 Prédiction théorique . . . . .	32
2.1.1 Réduction du potentiel de spin-orbite . . . . .	32
2.1.2 Contribution de la force tenseur . . . . .	33
2.2 Observations expérimentales . . . . .	33
2.2.1 Réaction de transfert . . . . .	33
2.2.2 Décroissance beta . . . . .	34
2.2.3 Excitation coulombienne . . . . .	35
2.2.4 Spectroscopie gamma en ligne et recherche d'états isomériques .	36
<b>II Spectroscopie gamma en ligne des noyaux autour de N=28 par réactions de knockout de plusieurs nucléons</b>	<b>39</b>
3 Choix du dispositif expérimental	43
3.1 Utilisation d'un faisceau secondaire radioactif produit par fragmentation du projectile . . . . .	43
3.2 Choix et principe de la spectroscopie gamma en ligne . . . . .	45

<b>4</b>	<b>Caractéristiques du dispositif</b>	<b>51</b>
4.1	Schéma d'ensemble du dispositif expérimental . . . . .	51
4.2	Processus de production du faisceau radioactif . . . . .	51
4.2.1	Création du faisceau primaire . . . . .	51
4.2.2	Création du faisceau secondaire par fragmentation du projectile	52
4.3	Aire expérimentale SPEG: seconde fragmentation et identification des produits de réactions (gamma et fragments) . . . . .	54
4.3.1	Contrôle du faisceau secondaire et second processus de fragmentation du projectile . . . . .	55
4.3.2	Éléments pour l'étude des gamma émis en vol : Château de Cristal et détecteurs Ge . . . . .	56
4.3.3	Éléments pour l'étude des noyaux issus de la seconde fragmentation: le spectromètre et son ensemble de détection . . . . .	61
4.3.3.1	Caractéristiques du spectromètre . . . . .	61
4.3.3.2	Caractéristiques de l'ensemble de détection de SPEG . . . . .	62
4.4	Mode de fonctionnement de l'acquisition . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Partie ions lourds : Principe d'extraction des caractéristiques des noyaux incidents et des fragments de réaction</b>	<b>67</b>
5.1	Nombre d'ions incidents . . . . .	67
5.1.1	Calibration de la matrice d'identification des noyaux incidents . . . . .	67
5.1.2	Extraction des taux de particules incidentes . . . . .	69
5.2	Calibration de l'ensemble de détection de SPEG . . . . .	72
5.2.1	Calibration des chambres à dérive . . . . .	73
5.2.2	Calibration de la chambre d'ionisation . . . . .	81
5.3	Principe d'extraction des sections efficaces de réaction . . . . .	84
5.4	Etude de la présence éventuelle d'états de charge dans le faisceau secondaire	84
<b>6</b>	<b>Partie gamma: Principe des calibrations en énergie illustré par le spectre gamma de la réaction <math>{}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}</math></b>	<b>87</b>
6.1	Calibration en énergie, correction Doppler et effets relativistes . . . . .	87
6.2	Sélection sur le "pic prompt" . . . . .	90
6.3	Utilisation de la procédure de traitement dite "add-back" . . . . .	91
6.4	Efficacité et résolution du château de cristal . . . . .	97
6.4.1	Etude dans le référentiel du laboratoire . . . . .	97
6.4.2	Passage aux conditions de l'expérience . . . . .	99
<b>III</b>	<b>Résultats et interprétation</b>	<b>103</b>
<b>7</b>	<b>Résultats obtenus</b>	<b>107</b>
7.1	Sections efficaces totales de réaction . . . . .	107
7.2	Schémas de niveaux des noyaux de ${}^{38,40,42}\text{Si}$ . . . . .	111
7.2.1	Etude du ${}^{40}\text{Si}$ . . . . .	112
7.2.2	Etude du ${}^{42}\text{Si}$ . . . . .	116
7.2.3	Etude du ${}^{38}\text{Si}$ . . . . .	120
7.3	Schémas de niveaux des noyaux de ${}^{41,43}\text{P}$ . . . . .	124

---

7.3.1	Etude du $^{43}\text{P}$ . . . . .	124
7.3.2	Etude du $^{41}\text{P}$ . . . . .	126
<b>8</b>	<b>Interprétation des résultats</b>	<b>131</b>
8.1	Interprétation possible des sections efficaces de réaction . . . . .	131
8.2	Interprétation des schémas de niveaux des noyaux de $^{38,40,42}\text{Si}$ et $^{41,43}\text{P}$	133
8.2.1	Evolution de l'énergie $2_1^+$ des isotopes pairs-pairs de Si . . . . .	133
8.2.2	Corrélation avec les états excités des noyaux pairs-impairs de P	135
8.2.3	Modifications apportées à l'interaction effective SDPF-NR . . .	136
8.2.4	Evolution des propriétés des isotopes de Si de N=20 à N=28 . .	137
<b>IV</b>	<b>Annexes</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Distances données depuis la cible SISSI</b>	<b>153</b>
<b>B</b>	<b>Résultats des calculs LISE de rigidité magnétique effectués pour les principaux fragments produits par les noyaux du faisceau secondaire.</b>	<b>155</b>



# Table des figures

1.1	Répartition des éléments dans la nature . . . . .	22
1.2	Energie de séparation du nucléon le moins lié en fonction du nombre de neutrons de quelques noyaux pairs-impairs . . . . .	23
1.3	Ecart entre l'énergie de séparation du neutron le moins lié mesurée et celle calculée. . . . .	23
1.4	Energie moyenne du premier état excité des noyaux pairs-pairs et potentiel d'ionisation des atomes . . . . .	24
1.5	Formes de potentiel moyen . . . . .	26
1.6	Séquence schématique des niveaux d'énergie pour différents potentiels du modèle à particule indépendante . . . . .	27
2.1	Zoom de la carte des noyaux sur les isotones $N=28$ riches en neutrons	31
2.2	Evolution de la dépendance radiale du potentiel spin-orbite pour les isotopes du Mg. . . . .	32
2.3	Image schématique de changement de magicité due à l'interaction spin-isospin . . . . .	34
2.4	Mesure de la demi-vie du $^{42}\text{Si}$ comparée à des calculs QRPA . . . . .	35
2.5	Représentation schématique de la disposition en couches des neutrons $\nu$ et des protons $\pi$ dans le $^{42}\text{Si}$ . . . . .	37
3.1	Accélérateurs de faisceaux radioactifs dans le monde . . . . .	43
3.2	Méthodes de production de faisceaux d'ions radioactifs . . . . .	45
3.3	Représentation schématique du GANIL . . . . .	46
3.4	Processus de production du $^{42}\text{Si}$ par double fragmentation . . . . .	47
3.5	Classification schématique de quelques réactions nucléaires . . . . .	48
3.6	Réaction de knockout de 2 protons . . . . .	49
4.1	Schéma d'ensemble dispositif expérimental . . . . .	52
4.2	Matrices d'identification du faisceau secondaire sans et avec dégradeur dans l'ALPHA . . . . .	53
4.3	Image du porte-cible . . . . .	56
4.4	Château de cristal . . . . .	57
4.5	Agencement spatial des détecteurs BaF2 constitutifs du Château de Cristal	58
4.6	Agencement spatial des détecteurs Ge . . . . .	59
4.7	Vue de coupe d'un détecteur BaF <sub>2</sub> . . . . .	59
4.8	Spectres en énergie d'un détecteur Ge et d'un détecteur BaF <sub>2</sub> . . . . .	60



4.9	Courbes d'efficacité et de résolution du Château de Cristal dans le référentiel du laboratoire . . . . .	60
4.10	Principe de fonctionnement d'un spectromètre à perte d'énergie . . . . .	62
4.11	Ensemble de détection SPEG . . . . .	63
4.12	Détail et principe de fonctionnement des chambres à dérive de l'ensemble de détection de SPEG . . . . .	64
5.1	Matrice d'identification des noyaux incidents constitutifs du faisceau secondaire . . . . .	68
5.2	Projection des axes de la matrice d'identification des noyaux incidents constitutifs du faisceau secondaire . . . . .	68
5.3	Courbes de calibration du temps de vol entre la galette située dans l'ALPHA et le détecteur CATS, ainsi que la perte d'énergie fournie par la jonction Si de $44.17 \mu\text{m}$ . . . . .	70
5.4	Courbe d'efficacité de la jonction Si . . . . .	71
5.5	Courbe d'efficacité du temps de vol entre la "galotte" et CATS . . . . .	72
5.6	Positions X du faisceau pinceau mesurées par le premier plan de pistes de la chambre à dérive CD1 de SPEG. . . . .	73
5.7	Courbes d'étalonnage des $X_{ij}$ et $Y_{ij}$ . . . . .	74
5.8	Trajectoire d'un particule traversant les chambres à dérive . . . . .	76
5.9	Trajectoire d'un particule traversant les chambres à dérive dans le plan (X,Z) . . . . .	77
5.10	Distributions des positions X et Y, et angles $\theta$ et $\varphi$ associés, des particules d'un faisceau pinceau dans le plan focal . . . . .	78
5.11	Quantité de mouvement d'un particule décrite dans un repère cartésien orthonormé . . . . .	80
5.12	Exemple de reconstructions de la rigidité magnétique et des distributions en moment effectuées par SPEG . . . . .	81
5.13	Matrice d'identification non calibrée des fragments produits et états de charge. . . . .	82
5.14	Droites de correction du temps de vol . . . . .	83
5.15	Matrice d'identification calibrée des fragments produits et états de charge. . . . .	83
5.16	Calculs LISE des rigidités magnétiques des principaux noyaux produits par le $^{42}\text{S}$ . . . . .	85
5.17	Distribution en temps de vol des noyaux incidents de $^{42}\text{S}$ ayant générés la production de $^{39}\text{Si}$ . . . . .	86
6.1	Conséquences de l'effet Doppler sur les spectres en énergie détectée . . . . .	88
6.2	Variation relative de l'angle solide apparent liée aux effets relativistes . . . . .	89
6.3	Spectres en énergie détectée avec et sans correction des effets Doppler et relativistes. . . . .	90
6.4	Spectre en temps des $\text{BaF}_2$ . . . . .	92
6.5	Spectre en énergie détectée avec la sélection sur le "pic prompt" supplémentaire. . . . .	93
6.6	Coefficients d'atténuation linéaire dans un $\text{BaF}_2$ . . . . .	94
6.7	Exemple d'un événement où deux gamma sont détectés simultanément et interagissent tous les deux par effet Compton. . . . .	95

6.8	Distribution des multiplicités de la réaction ${}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$ . . . . .	95
6.9	Spectre en énergie détectée avec le traitement "add-back" supplémentaire. . . . .	96
6.10	Exemple de la distribution du facteur de corrélation angulaire calculée pour une cascade de deux transitions gamma pures. . . . .	98
6.11	Répartition spatiale des gamma dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse dans le cas d'une source et du faisceau. . . . .	100
6.12	Exemples de courbes d'efficacité par angle obtenues . . . . .	101
6.13	Courbe d'efficacité totale dans les conditions expérimentales . . . . .	101
6.14	Courbe de résolution totale dans les conditions expérimentales . . . . .	102
7.1	Distributions en moment parallèles et transverses du ${}^{42}\text{Si}$ et ${}^{41}\text{P}$ produits par knockout de deux protons et un proton, respectivement. . . . .	108
7.2	Distributions en moment parallèles et transverses du ${}^{40,39,38}\text{Si}$ produits par knockout d'un proton du ${}^{41,40,39}\text{P}$ . . . . .	109
7.3	Spectre en énergie du ${}^{40}\text{Si}$ obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs . . . . .	113
7.4	Spectres en énergie du ${}^{40}\text{Si}$ obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et différentes conditions sur la multiplicité . . . . .	113
7.5	Spectre coïncidence du ${}^{40}\text{Si}$ . . . . .	115
7.6	Allure de quelques unes des projections effectuées à partir du spectre coïncidence du ${}^{40}\text{Si}$ . . . . .	116
7.7	Schéma de niveaux préliminaire du ${}^{40}\text{Si}$ . . . . .	117
7.8	Distribution angulaire de la raie à 987 keV du ${}^{40}\text{Si}$ . . . . .	117
7.9	Spectre en énergie du ${}^{42}\text{Si}$ . . . . .	118
7.10	Spectres en énergie à statistique réduite du ${}^{38}\text{Si}$ et ${}^{34}\text{Mg}$ . . . . .	118
7.11	Schéma de niveaux du ${}^{42}\text{Si}$ . . . . .	119
7.12	Spectre en énergie du ${}^{38}\text{Si}$ obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs . . . . .	121
7.13	Spectres en énergie du ${}^{38}\text{Si}$ obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et différentes conditions sur la multiplicité $\gamma$ . . . . .	121
7.14	Spectres coïncidences du ${}^{38}\text{Si}$ . . . . .	122
7.15	Projection effectuée à partir du spectre coïncidence du ${}^{38}\text{Si}$ . . . . .	123
7.16	Exemple de bande de rotation observée dans de ${}^{192}\text{Hg}$ . . . . .	123
7.17	Spectres montrant l'existence éventuelle d'une bande rotationnelle dans le ${}^{38}\text{Si}$ . . . . .	124
7.18	Schéma de niveaux préliminaire du ${}^{38}\text{Si}$ . . . . .	125
7.19	Spectre en énergie du ${}^{43}\text{P}$ obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs . . . . .	127
7.20	Schéma de niveaux du ${}^{43}\text{P}$ . . . . .	127
7.21	Spectre en énergie du ${}^{41}\text{P}$ obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs . . . . .	128
7.22	Spectres en énergie du ${}^{41}\text{P}$ obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et une condition sur la multiplicité $\gamma$ . . . . .	129
7.23	Spectre coïncidence du ${}^{41}\text{P}$ . . . . .	129
7.24	Etude des coïncidences avec la transition à keV du ${}^{41}\text{P}$ . . . . .	130
7.25	Schéma de niveaux du ${}^{41}\text{P}$ . . . . .	130

8.1	Evolution des propriétés du $^{42}\text{Si}$ en fonction des largeurs des gaps . . .	134
8.2	Evolution de l'énergie du $2_1^+$ mesurée expérimentalement en fonction du nombre de neutrons $N$ pour les isotopes pairs-pairs de silicium et de calcium . . . . .	135
8.3	Schémas de niveaux pour les noyaux de $^{41,43}\text{P}$ obtenus par cette expérience en comparaison avec les calculs théoriques modèle en couches récents . . . . .	136
8.4	Evolution de l'énergie du premier état excité $2^+$ des isotopes pairs-pairs de Si entre $N=20$ et $N=28$ . . . . .	138
8.5	Pourcentage d'occupation des orbitales neutrons (à gauche) et protons (à droite) en fonction du nombre de neutrons des isotopes pairs-pairs du Si . . . . .	139
8.6	Schéma de niveau préliminaire du $^{40}\text{Si}$ comparé à celui fourni par le modèle en couches . . . . .	139
8.7	Schéma de niveau préliminaire du $^{38}\text{Si}$ comparé à celui fourni par le modèle en couches . . . . .	140
8.8	Exemples caractéristiques de séquences des états des noyaux pairs-pairs sphériques et déformés . . . . .	141
8.9	Spectre montrant l'existence d'une bande rotationnelle pour les états excités d'un même ordre supérieur à un dans le $^{38}\text{Si}$ . . . . .	142

# Liste des tableaux

3.1	Principales méthodes expérimentales employées et leurs champs d'application . . . . .	47
3.2	Tableau comparatif des caractéristiques d'EXO GAM et du "Château de Cristal" dans le référentiel du laboratoire pour le cas d'une émission au repos . . . . .	49
3.3	Caractéristiques principales de quelques spectromètres en service au GANIL . . . . .	50
4.1	Caractéristiques principales des cibles de production . . . . .	53
4.2	Tableau des réglages du spectromètre ALPHA . . . . .	54
4.3	Caractéristiques et réglages des dipôles de SPEG . . . . .	55
4.4	Comparaison de la résolution en énergie des détecteurs BaF <sub>2</sub> et Ge . .	58
4.5	Grandeurs mesurées par l'ensemble de détection SPEG . . . . .	62
5.1	Taux par seconde des noyaux constitutifs du faisceau secondaire arrivant sur la cible de Be. . . . .	72
5.2	Efficacité totale de détection simultanée par les chambres à dérive pour quelques noyaux. . . . .	75
6.1	Caractéristiques des pics du <sup>40</sup> Si après calibration en énergie et correction des effets Doppler et relativistes. . . . .	90
6.2	Caractéristiques des pics du <sup>40</sup> Si après condition sur le "pic prompt" . .	91
6.3	Caractéristiques des pics du <sup>40</sup> Si après traitement add-back en plus . .	96
6.4	Tableau des efficacité et résolution en énergie obtenue à partir des sources de <sup>60</sup> Co et <sup>152</sup> Eu . . . . .	99
7.1	Tableau présentant l'acceptance de SPEG pour quelques réactions de knockout d'un ou deux nucléons . . . . .	110
7.2	Tableau reportant, pour une réaction donnée, le taux de fragments détectés et sa section efficace inclusive . . . . .	110
7.3	Tableau des noyaux producteurs de <sup>40</sup> Si . . . . .	112
7.4	Tableau comparatif de l'efficacité des multi-détecteurs $\gamma$ SeGA et Château de Cristal pour différentes énergies . . . . .	119
7.5	Tableau des noyaux producteurs de <sup>38</sup> Si . . . . .	120
7.6	Tableau des noyaux producteurs de <sup>43</sup> P . . . . .	126
7.7	Tableau des noyaux producteurs de <sup>41</sup> P . . . . .	128



# Introduction générale au manuscrit

Cent ans après sa découverte par Ernest Rutherford, le noyau, cet élément infiniment petit composé de neutrons et de protons et situé au coeur de l'atome, suscite encore de nombreuses interrogations. Grâce aux développements techniques, les investigations expérimentales menées au cours de ce siècle passé ont toutefois permis de mieux cerner ses propriétés et d'en mettre aussi en lumière de nouvelles. En parallèle, les modèles élaborés, de plus en plus sophistiqués, voient également leur caractère prédictif croître.

Il est de coutume de classer les noyaux dans un diagramme bi-dimensionnel, appelé "carte des noyaux", représentant leur nombre de protons  $Z$  en fonction de leur nombre de neutrons  $N$ . On y trouve répertoriés les quelques 300 noyaux présents sur terre. Ils sont non seulement pourvus d'un temps de vie infini mais possèdent aussi la particularité d'avoir un rapport  $N/Z$  proche de 1 et se répartissent ainsi approximativement suivant la diagonale de la carte des noyaux formant la "Vallée de la Stabilité". Grâce aux accélérateurs, il est possible de générer en laboratoire à partir de ces particules, des noyaux dits "exotiques" qui sont pourvus d'une grande asymétrie entre le nombre de protons et de neutrons qui les constituent. Tout système quelconque de nucléons ne peut cependant exister, à cause des forces en application (interaction forte et coulombienne). Ces dernières rendent impossibles certaines configurations. Les limites de cohésion du noyau sont appelées "drip-line neutron" (du côté de noyaux riches en neutrons) et "drip-line proton" (du côté des noyaux riches en protons).

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'une étude expérimentale d'un ensemble de noyaux exotiques situés aux environs de la drip-line neutron, dont la masse  $A$  est comprise entre 38 et 42 et dont le nombre de neutrons est égale ou proche de 28. Ces particules possèdent ainsi un nombre dit "magique" de neutrons et on s'attend de ce fait à observer des qualités de surstabilité bien spécifiques pour ces derniers par rapport aux autres noyaux.

Le découpage du manuscrit a été établi pour offrir une lecture indépendante mais complémentaire de chaque ensemble :

La première partie de ce rapport de doctorat rappelle succinctement comment est née cette notion de nombre magique suite aux études des propriétés des noyaux stables. Les nombres magiques en question sont 2, 8, 20, 28, 50, 82, ... Nous verrons alors comment ils ont mis à défaut certains modèles ("goutte liquide") et ont pu être aussi à l'origine du développement d'autres (modèle en couches nucléaire). Les propriétés bien singulières des noyaux stables possédant ces nombres de neutrons et/ou de protons s'expliquent par la présence d'une fermeture de couches et d'un gap en énergie conséquent avec les

niveaux d'énergie qui suivent. Dans cette liste, le nombre 28 est tout particulièrement intéressant car il est à l'origine de l'ajout du terme de spin-orbite dans le potentiel nucléaire pour pouvoir être reproduit...

Nous verrons ensuite, toujours dans cette première partie, que les choses se passent un peu différemment à l'approche des drip-lines et que ces nombres peuvent ne plus être les garants d'une surstabilité. On peut observer un affaiblissement, voire une disparition totale du caractère magique de ces nombres. En contre-partie, d'autres nombres magiques tels que  $N=16$  ont pu apparaître. Tous ces phénomènes observés et/ou prédits rendent moins évidente notre compréhension du noyau et entretiennent un peu plus son mystère. Pour  $N=28$ , nous allons voir que certains éléments amorcent un affaiblissement de cette dernière pour les noyaux riches en neutrons tandis que d'autres prédisent ou affirment l'inverse. Nous en déduirons alors que l'étude du noyau lié le plus proche de la drip-line neutron à  $N=28$  qu'est le  $^{42}\text{Si}$  apparaît indispensable pour clarifier la situation.

Dans la deuxième partie, nous évoquerons, d'abord, comment le choix de la spectroscopie gamma en ligne - faisant intervenir la combinaison du spectromètre SPEG et du multi-détecteur Château de Cristal - pour l'étude de ce noyau s'est imposé. Les caractéristiques principales du dispositif seront ensuite présentées.

Les principes des calibrations apportées pour l'extraction des grandeurs physiques d'intérêt seront également développés dans cette partie.

Dans la dernière partie, seront exposés plusieurs résultats obtenus suite à l'analyse de ces données. Une interprétation de ces derniers sera ensuite faite à la lumière des calculs modèle en couches récemment effectués.

Nous terminerons par une conclusion qui dressera le bilan non seulement expérimental mais aussi théorique de cette investigation. Les perspectives pour la suite de l'analyse de ces données et les propositions pour d'autres expériences clés envisageables seront aussi exposées.

## Première partie

### Introduction aux nombres magiques et la fermeture de couches $N=28$





# Chapitre 1

## Sonder le noyau par l'étude des noyaux stables : existence des nombres magiques et du modèle en couches

En physique nucléaire, on définit sous l'appellation de "nombres magiques" la série : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. L'équivalent en Mathématiques serait la séquence des nombres premiers (2, 3, 5, 7, 11, 13...), qui fait elle aussi l'objet de nombreuses études. Dans ce chapitre, les éléments qui permettent de mettre en évidence les nombres magiques seront exposés. Nous verrons également quelles contraintes sur les modèles a apporté une telle découverte.

### 1.1 Etudes expérimentales et magie des noyaux

L'étude du noyau a débuté avec celle des noyaux stables présents sur terre. Plusieurs observables (pas toujours indépendantes) ont permis, par leur mesure, de montrer l'existence de nombres magiques. Quelques unes d'entre elles vont être présentées dans cette section.

#### 1.1.1 Répartition des éléments dans la nature

La figure 1.1 de gauche représente l'abondance relative des noyaux pairs-pairs en fonction de leur nombre de masse  $A$ . En dehors de celui du Fer (élément possédant une énergie de liaison par nucléon maximale), on observe des pics bien marqués pour les valeurs de  $A$  possédant un nombre de neutrons égal à 50, 82 et 126.

D'autre part, un examen des distributions des isotopes et isotones des noyaux stables fait apparaître que :

- le nombre d'isotones d'un noyau possédant un nombre de neutrons  $N$  égal à 20, 28, 50 ou 82 dépasse de loin celui de n'importe quel autre élément (cf. Fig. 1.1 à droite en haut).
- de même, le nombre d'isotopes d'un noyau possédant un nombre de protons égal à 20, 28, 50 ou 82 dépasse celui des autres éléments (cf. Fig. 1.1 à droite en haut).

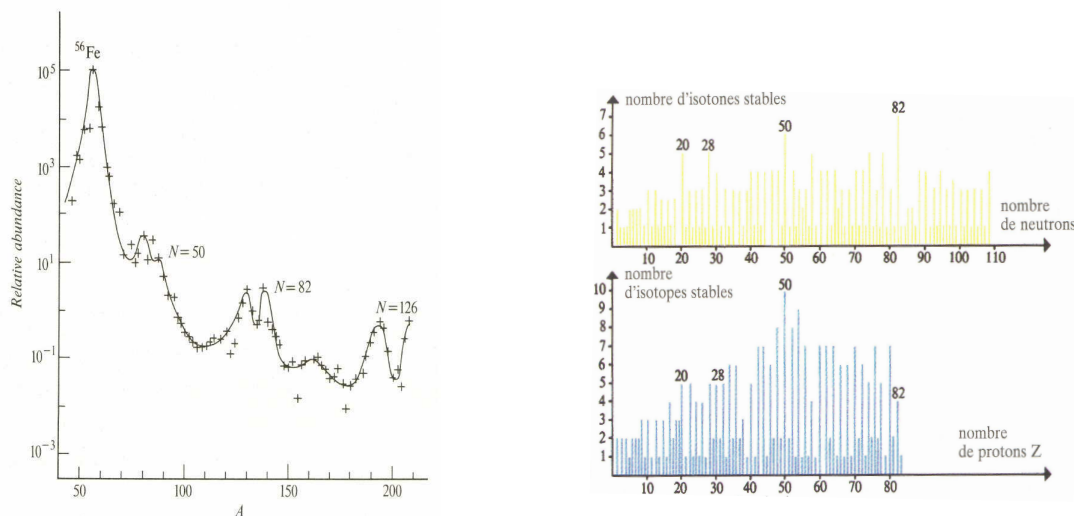


FIG. 1.1 — A gauche : courbe représentant l'abondance relative (en nombre d'atomes) des noyaux pairs-pairs en fonction de leur nombre de masse  $A$  [Boh75]. A droite, en haut : nombre de noyaux ayant un même nombre de neutrons. A droite, en bas : nombre de noyaux ayant un même nombre de protons [Brö01].

Une telle étude montre qu'il existe déjà, sans effectuer l'examen des propriétés intrinsèques des noyaux, une prédominance naturelle des noyaux possédant un nombre magique de protons et/ou de neutrons.

### 1.1.2 Diminution de $S_n$

On note  $S_n$  l'énergie de séparation du neutron le moins lié au noyau. Elle est définie par la relation suivante :

$$S_n(N, Z) = B(N, Z) - B(N - 1, Z) \quad (1.1)$$

où  $B(N, Z)$  est l'énergie de liaison du noyau  ${}^A_ZX$ .

Dans la figure 1.2, on observe que cette grandeur présente des discontinuités pour  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$  et  $126$ . Il semblerait qu'il faille devoir fournir plus d'énergie à ces noyaux dits "magiques" pour leur retrancher un neutron que pour les noyaux voisins. Il existe par ailleurs des courbes semblables pour les protons.

A noter que la présence de telles singularités n'est pas reproduite par un des premiers modèles établi en physique nucléaire qu'est le modèle de la goutte liquide (cf. Fig. 1.3). Ce dernier est né de l'observation de la constance de la densité de charge au sein du noyau et de l'existence d'une énergie de liaison proportionnelle au nombre de ses constituants. De telles propriétés rappellent celles d'une goutte de liquide incompressible dans laquelle l'énergie de liaison par molécule ne dépend pas de la taille de la goutte, à des effets de tension superficielle près. Les forces de Van der Waals en présence dans le liquide exhibent également un phénomène de saturation. C'est à partir de cette analogie qu'est née la formule semi-empirique de la masse du noyau pensée

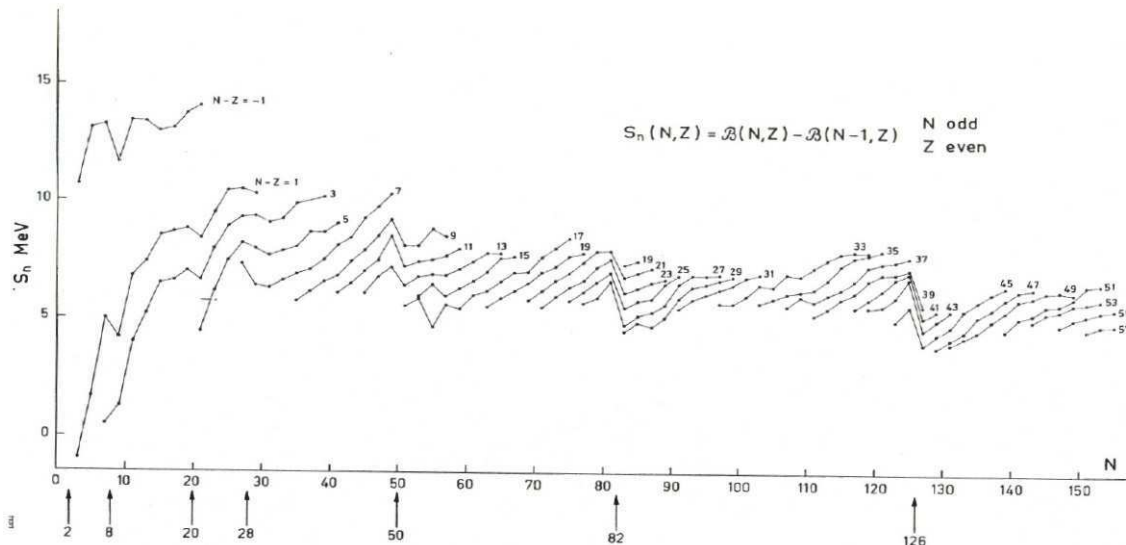


FIG. 1.2 – *Energie de séparation du nucléon le moins lié en fonction du nombre de neutrons de quelques noyaux pairs-impairs (extrait de [Isa04]).*

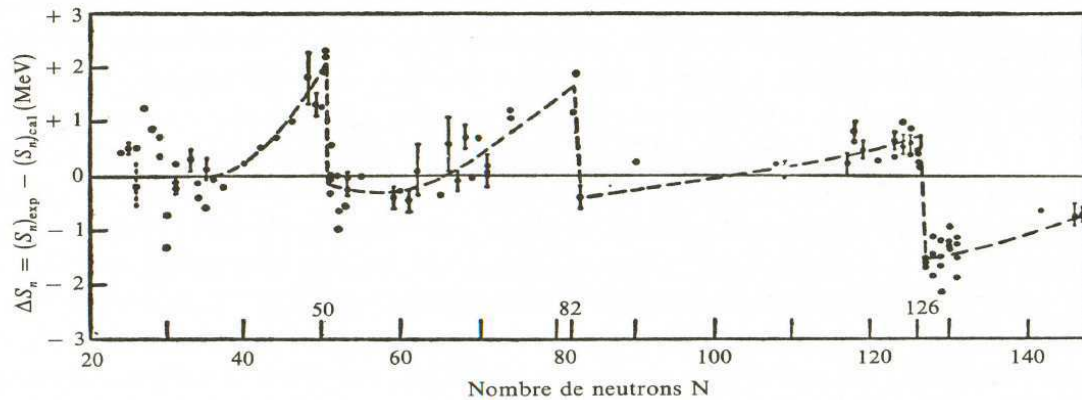


FIG. 1.3 – *Différence entre l'énergie de séparation du nucléon le moins lié mesurée et celle déduite d'un ajustement empirique par un polynôme du deuxième degré en  $Z$  et en  $A$  sur toutes les valeurs expérimentales de  $B(N, Z)$  (correspondant au modèle de la goutte liquide). Cette différence est représentée en fonction de  $N$  (extrait de [Van86a]).*

par Carl Friedrich von Weizsäcker et Hans Bethe en 1935.

La volonté de reproduire de tels changements brutaux (cf. Fig. 1.3) a poussé certains physiciens dans la quête d'un autre modèle...

### 1.1.3 Energie élevée du premier état excité des noyaux pairs-pairs

Les noyaux pairs-pairs possèdent un état fondamental de spin nul et de parité positive ( $J^p=0^+$ ). On note  $\overline{E}_x(1)$  l'énergie moyenne des premiers états excités  $2^+$  de ces noyaux pour un nombre de neutrons donné. Il est défini par l'équation :

$$\overline{E}_x(1) = \frac{\sum E_x(2^+)}{n} \quad (1.2)$$

$n$ : nombre d'isotones

La figure 1.4 à gauche montre que cette grandeur est plus grande pour les noyaux avec un nombre de neutrons égal à 8, 20, 28, 50, 82 et 126. L'évolution de cette observable en fonction du nombre de protons est similaire. Ce phénomène n'est pas sans rappeler celui observé pour le potentiel d'ionisation des atomes (cf. figure 1.4 à droite).

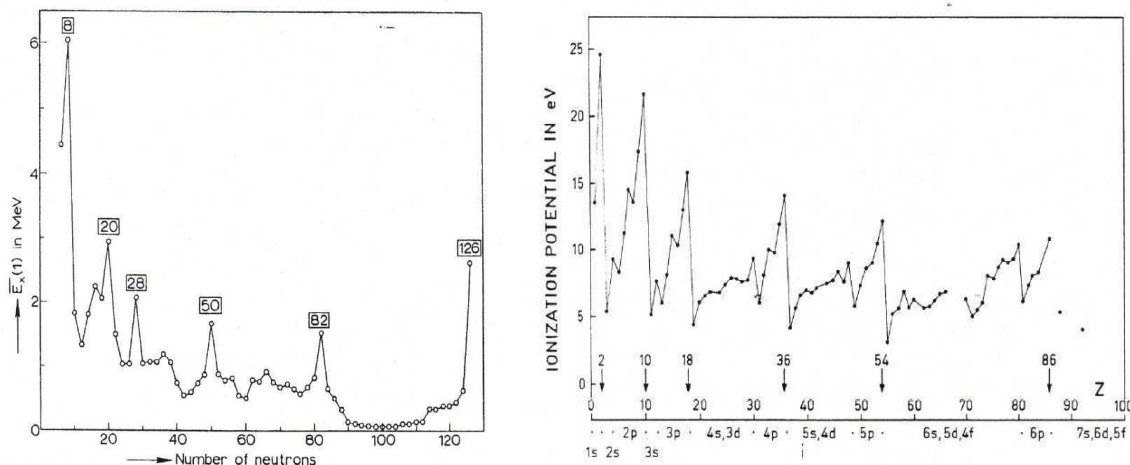


FIG. 1.4 – A gauche : énergie moyenne du premier état excité des noyaux pairs-pairs en fonction du nombre de neutrons. A droite : potentiel d'ionisation des atomes en fonction du numéro atomique (extraits de [Isa04]).

C'est de cette analogie avec la physique atomique qu'est né le modèle en couches nucléaire. Tout se passe comme si les nucléons se répartissent sous forme de couches et que les nombres magiques correspondent à des configurations de couches pleines. C'est pourquoi lorsqu'une couche est pleine, un état excité ne peut être obtenu qu'en faisant passer un/(ou des) nucléon(s) sur la couche suivante, ce qui requiert plus d'énergie que dans le cas contraire où il suffit de provoquer une transition à l'intérieur de la couche incomplète.

## 1.2 Edification progressive du modèle en couches

On se place, dans un premier temps, dans l'hypothèse d'un modèle à particules indépendantes. En première approximation, l'hamiltonien  $H$  du noyau formé de  $A$  nucléons

s'écrit sous la forme :

$$H \simeq H_0 = \sum_{i=1}^A \left( \frac{p_i^2}{2m} + V_i \right) = \sum_{i=1}^A H_i \quad (1.3)$$

avec :

$V_i$  : potentiel moyen agissant sur le nucléon  $i$  et généré par les  $A-1$  autres nucléons  
 $p_i$  : moment cinétique du nucléon  $i$   
 $m$  : masse du nucléon

Dans ce modèle, la fonction d'onde stationnaire  $\psi_0$  correspond au produit des fonctions d'ondes stationnaires individuelles  $\psi_i$  solutions des équations aux valeurs propres  $H_i \psi_i = E_i \psi_i$ , et l'énergie totale du système vaut  $E_0 = \sum_{i=1}^A E_i$ .

Le problème se réduit ainsi, dans un premier temps, en la résolution de l'équation de Schrödinger pour un nucléon individuel se mouvant dans un potentiel moyen qui reste encore à déterminer.

### 1.2.1 Forme du potentiel moyen

Le potentiel moyen ne peut être de forme quelconque. A cause des lois de conservation du moment cinétique et de la parité, il doit être un vrai scalaire. Il doit être par ailleurs attractif et de courte portée. Pour les protons, il faut également envisager l'ajout d'une contribution de répulsion coulombienne (proportionnelle à l'inverse de la distance du nucléon à l'origine) que nous n'aborderons pas ici.

#### Le potentiel de type oscillateur harmonique :

Un potentiel simple purement central est celui de l'oscillateur harmonique (cf. figure 1.5) défini par :

$$V_{O.H.} = V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2 \quad (1.4)$$

avec :

$V_0$  : profondeur centrale du puits nucléaire ( $\simeq 50 \text{ MeV}$ )  
 $\hbar\omega$  : quantum d'énergie de l'oscillateur harmonique ( $\simeq 38.A^{-1/3} \text{ MeV}$ )  
 $r$  : distance entre le nucléon et l'origine du référentiel  
 $\mu$  : masse réduite du nucléon ( $\mu = m \frac{A-1}{A}$ )

La fonction d'onde stationnaire du nucléon  $i$ , solution de l'équation  $H_i \psi_i = E_i \psi_i$ , s'écrit alors sous la forme :

$$\psi_i(\vec{r}_i) = R_{nl}(r_i) \cdot Y_l^{m_l}(\theta_i, \phi_i) \cdot \chi_{s=\frac{1}{2}}^{m_s} \quad (1.5)$$

avec :

$R_{nl}(r_i)$  : fonctions qui satisfont l'équation radiale  
 $Y_l^{m_l}(\theta_i, \phi_i)$  : harmoniques sphériques  
 $\chi_{s=\frac{1}{2}}^{m_s}$  : fonctions de spin  $\frac{1}{2}$  avec  $m_s = \pm \frac{1}{2}$   
 $n$  : nombre quantique radial  
 $l$  : nombre quantique orbital  
 $m_s$  et  $m_l$  : nombres quantiques magnétiques, valeurs propres des opérateurs  $l_z$  et  $s_z$

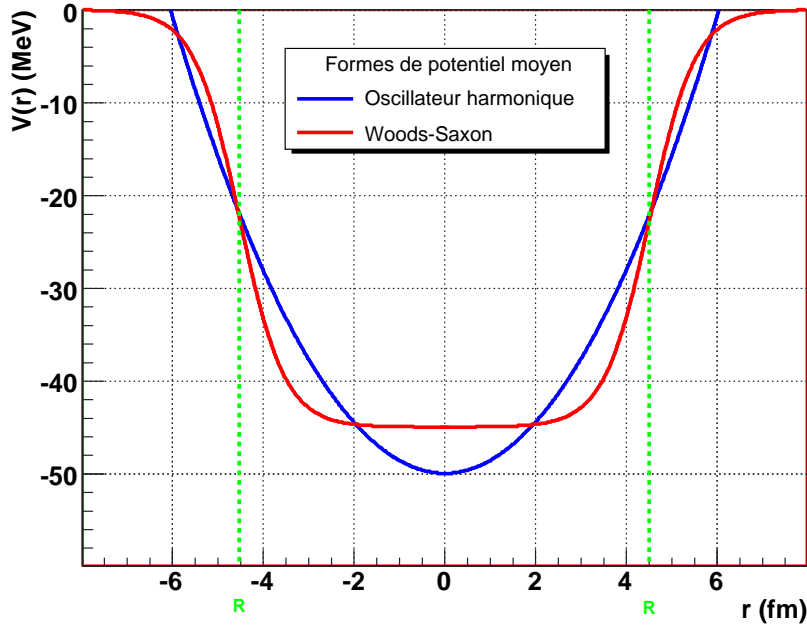


FIG. 1.5 – Evolution des potentiels de type oscillateur harmonique et Woods-Saxon en fonction de la distance par rapport au centre du noyau.

L'équation radiale correspond à l'équation :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2mr^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\hbar^2}{2mr^2} l(l+1) + V(r) - E_{nl} \right] R_{nl}(r) = 0 \quad (1.6)$$

Les solutions de cette équation dans le cas d'un potentiel  $V(r)$  d'oscillateur harmonique sont proportionnelles à des polynômes en  $r$  multipliés par  $\exp(-\frac{\mu\omega r^2}{2\hbar})$  et les valeurs propres de l'énergie sont données par :

$$E_N = E_{nl} = \hbar\omega \left( N + \frac{3}{2} \right) - V_0 \quad \text{avec} \quad N = 2(n-1) + l \quad (1.7)$$

Le spectre en énergie obtenu est représenté à gauche dans la figure 1.6. On observe un espacement régulier des niveaux d'énergie d'une quantité  $\hbar\omega$ . Le potentiel de type oscillateur harmonique permet certes de résoudre analytiquement l'équation radiale mais elle ne permet pas de reproduire la séquence des nombres magiques précédemment introduite. C'est pourquoi, on privilégie l'utilisation d'un potentiel qui décrit mieux la densité nucléaire : le potentiel de Woods-Saxon...

### Le potentiel de Woods-Saxon (W.S.):

Ce potentiel plus réaliste a été paramétrisé en 1954 par R.Woods et D.Saxon. Il s'écrit sous la forme :

$$V(r) = V_{W.S.} = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (1.8)$$

avec:

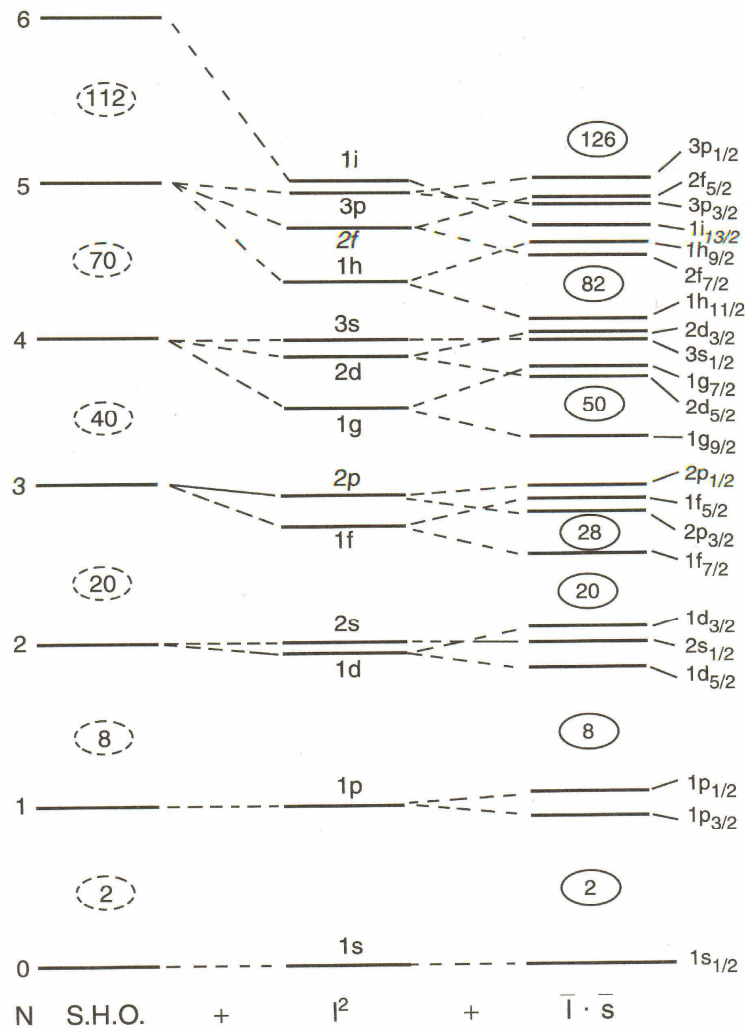


FIG. 1.6 – Séquence schématique des niveaux d'énergie pour différents potentiels du modèle à particule indépendante. On discerne le cas SHO (simple oscillateur harmonique), du cas  $SHO+l^2$  (oscillateur harmonique plus un terme en  $l^2$  type Wood-Saxon) et le cas  $SHO+l^2+\vec{l} \cdot \vec{s}$  (Wood-Saxon auquel on ajoute un terme d'interaction dite de spin-orbite) (extrait de [Cas00]).

$V_0$ : profondeur du puits de potentiel ( $\simeq 45$  MeV)

$R$ : rayon du noyau ( $R=R_0 \cdot A^{1/3}$  MeV avec  $R_0 \simeq 1.3$  fm)

$a$ : paramètre de diffusivité ou encore "épaisseur de peau" ( $\simeq 0.5$ )

On peut l'assimiler à un potentiel de type oscillateur harmonique auquel on aurait ajouté un terme dit "de bord" (cf. figure 1.5). Par contre, les solutions de l'équation radiale pour ce potentiel ne peuvent être obtenues que numériquement. Avec ce dernier, on constate qu'il n'est toujours pas possible de reproduire certains nombres magiques comme 28 (cf. Fig. 1.6). Il semble lui manquer un terme non central. Il s'agit



du terme de couplage spin-orbite.

### Ajout du terme de couplage spin-orbite :

Suggéré par E. Fermi et introduit en 1949 par M.G. Mayer et indépendamment par Haxel, Jensen et Suess, ce terme trouve son origine dans la nature même de l'interaction nucléon-nucléon.

Sur la base d'arguments de symétrie et d'invariance, on peut montrer que la forme générale du potentiel entre deux nucléons dans un état d'isospin T donné s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V^{(T)}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}_1, \vec{s}_2) = & V_0^{(T)}(r) \\
 & + V_{ss}^{(T)}(r) \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 / \hbar^2 \\
 & + V_{tens}^{(T)}(r) [3(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})/r^2 - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2] / \hbar^2 \\
 & + V_{LS}^{(T)}(r) (\vec{s}_1 + \vec{s}_2) \cdot \vec{L} / \hbar^2 \\
 & + V_{Ls}^{(T)}(r) (\vec{s}_1 \cdot \vec{L})(\vec{s}_2 \cdot \vec{L}) / \hbar^4 \\
 & + V_{ps}^{(T)}(r) (\vec{s}_1 \cdot \vec{p})(\vec{s}_2 \cdot \vec{p}) / (\hbar mc)^2
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

avec :

$\vec{r}$  : position relative des deux nucléons  
 $\vec{p}$  : quantité de mouvement relative des deux nucléons  
 $\vec{L}$  : moment cinétique orbital relatif des deux nucléons ( $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ )  
 $\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$  : spins des deux nucléons

Le premier terme de cette équation est un potentiel central indépendant des spins. Le second décrit, quant à lui, une interaction spin-spin pure. Le troisième, appelé potentiel tensoriel, décrit une force non-centrale, c'est-à-dire une force non nécessairement parallèle à  $\vec{r}$ . Il possède la propriété de mélanger différents états de moment cinétique orbital défini. Les trois derniers termes dépendent de la vitesse. Parmi eux, se trouve celui dû à l'interaction spin-orbite ( $\vec{L} \cdot \vec{S}$  avec  $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ ). Les deux derniers, dépendant quadratiquement de la vitesse, sont généralement négligés.

L'effet moyen du couplage spin-orbite, dû à tous les autres nucléons, sur un nucléon i situé au milieu du noyau doit être nul. En effet, son moment cinétique orbital par rapport à un nucléon j quelconque sera opposé à celui, par rapport à un nucléon k, situé à la même distance mais de direction opposée. Ce qui implique que les contributions dues à j et k s'annulent puisque les spins sont dirigés de manière arbitraire. Par contre, ceci est moins vrai si le nucléon i se trouve à la surface du noyau où cette compensation ne peut plus totalement avoir lieu. L'intensité de cette interaction est proportionnelle à la variation de la densité nucléaire et se trouve ainsi souvent paramétrisée par l'expression :

$$V_{LS}(r) = \frac{C}{r} \cdot \frac{dV_{W.S.}}{dr} \tag{1.10}$$

avec :

$C$  : constante déduite de l'expérience  
 $V_{W.S.}(r)$  : potentiel central, le plus utilisé étant celui de Woods-Saxon

La forme du potentiel moyen se décline donc finalement sous la forme :

$$V(r) = V_{W.S.} + \left( \frac{C}{r} \cdot \frac{dV_{W.S.}}{dr} \right) \vec{l} \cdot \vec{s} \tag{1.11}$$

Celui-ci permet de lever la dégénérescence des niveaux observée et de reproduire avec succès la séquence des nombres magiques pour les noyaux stables.

Cependant, en dehors des noyaux magiques, il est nécessaire d'aller au delà du champ moyen en prenant en compte les corrélations résiduelles entre nucléons et pouvoir ainsi décrire la complexité des spectres du noyau atomique.

### 1.2.2 Modèle en couches avec interaction résiduelle

Un des premiers défauts du modèle ainsi établi est le non respect des propriétés d'antisymétrie de la fonction propre de l'hamiltonien  $\psi_0 = \prod_i^A \psi_i$ . L'utilisation du déterminant de Slater formé des fonctions d'ondes individuelles permet d'y remédier.

Il apparaît également nécessaire d'abandonner l'hypothèse de la stricte indépendance des particules par l'ajout d'interactions résiduelles à l'hamiltonien précédemment défini. Il en existe plusieurs à l'heure actuelle : effectives, réalistes, schématiques...

Avec de telles corrections, on a certes gagné en justesse mais les dimensions des matrices et la complexité des éléments qui les constituent deviennent considérables, rendant difficile leur résolution numérique.

Avec un tel modèle, il est possible de reproduire convenablement les propriétés de noyaux stables. Par la construction de grands accélérateurs, les physiciens ont pu générer artificiellement des noyaux avec des configurations en neutrons et protons très asymétriques. L'étude des propriétés de ces noyaux exotiques a permis de conforter certaines prédictions mais aussi de mettre en lumière de nouveaux phénomènes tels que l'existence de noyaux à halo, d'états moléculaires,... Ces investigations au sein de la Terra Incognita ont contribué à confirmer la complexité du noyau et à montrer que les choses étaient loin d'être figées, poussant encore plus loin les limites des modèles.

Qu'en est-il pour les nombres magiques? Sont-ils toujours les garants d'une surstabilité pour les noyaux qui possèdent un nombre de protons et/ou de neutrons égal à ces derniers? Pas toujours dans les faits... Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'étude des propriétés des isotones  $N=28$  pour vérifier la persistance ou non de leur magicité à l'approche de la drip-line neutron.



## Chapitre 2

### La fermeture de couche $N=28$ : affaiblissement loin de la stabilité?

La fermeture de couches  $N=28$  est particulièrement intéressante car il s'agit de la première fermeture de couches qui est apparue suite à l'ajout du terme de spin-orbite dans le cadre du modèle en couches. Se pose désormais la question de savoir comment évolue cette fermeture de couches à proximité de la drip-line neutron? Les noyaux qui la constituent garderont-ils toujours leur caractère magique?

Les effets attendus d'un point de vue théorique seront exposés dans un premier temps. Les principaux résultats expérimentaux obtenus et les interprétations qui en ont été faites seront ensuite présentés. Le tableau dressé suite à ces observations n'offre pas une vision claire de la situation. Nous verrons qu'il apparaît alors indispensable d'effectuer une étude plus fine de la structure du  $^{42}\text{Si}$ .

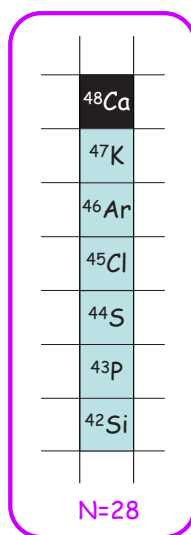


FIG. 2.1 – Zoom de la carte des noyaux sur les isotones  $N=28$  riches en neutrons.

## 2.1 Prédictions théoriques

Les études théoriques menées sur ces noyaux ou d'autres, proches de ces derniers, suggèrent la contribution de deux effets principaux dans l'évolution de leurs propriétés : une réduction du potentiel spin-orbite [Lal98] et un rôle non négligeable du terme de spin-isospin de l'interaction nucléon-nucléon [Ots01][Ots05].

### 2.1.1 Réduction du potentiel de spin-orbite

Dans le cadre de la théorie relativiste du champ moyen, une étude de la dépendance en isospin de l'interaction spin-orbite a été menée par G.A. Lalazissis pour les noyaux légers riches en neutrons tels que les isotopes de Ne et Mg [Lal98]. Il met en avant dans son article la diminution de l'amplitude du terme spin-orbite  $V_{s.o.}$  (qu'il définit par l'équation 2.1) lors de l'ajout successif de neutrons, soit par unité croissante d'isospin (cf. Figure 2.2). Cette réduction pourrait atteindre presque 40 % en surface. Il en résulterait alors une diminution de l'écart en énergie des partenaires spin-orbite.

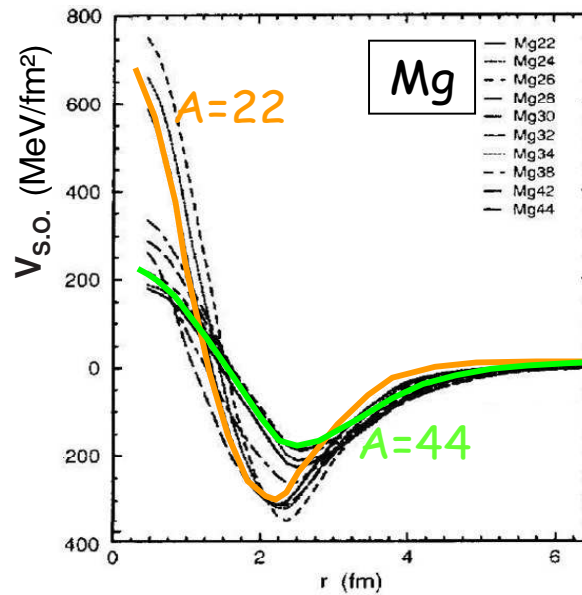


FIG. 2.2 – Evolution de la dépendance radiale du potentiel spin-orbite pour les isotopes du Mg (adapté de [Lal98]).

$$V_{s.o.} = \frac{1}{r} \cdot \frac{dV_{ls}(r)}{dr} = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left( \frac{m}{m_{eff}} (V - S) \right) \quad (2.1)$$

avec:

$V_{ls}$  : potentiel spin-orbite

$V$  et  $S$  : potentiels vecteur répulsif et scalaire attractif

$m$  : masse du nucléon

$m_{eff}$  : masse effective ( $m_{eff} = m - \frac{1}{2}(V-S)$ )

### 2.1.2 Contribution de la force tenseur

La force tenseur est la plus prééminente interaction spin-isospin. Elle correspond à l'effet dominant dans l'échange d'un pion, sachant qu'une paire de pions couplés à un spin nul forme un meson  $\sigma$  et que ces derniers - introduits par Yukawa dans les années 70 - assurent la liaison nucléaire.

Cette force tenseur est déjà prise en compte dans l'interaction nucléon-nucléon (elle correspond au troisième terme de l'équation 1.9) mais sa contribution a souvent été négligée jusqu'à présent. T.Otsuka l'exprime dans [Ots05] un peu différemment par l'expression :

$$V_T = (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) ([\vec{s}_1 \vec{s}_2]^{(2)} \cdot Y^{(2)}) f(r) \quad (2.2)$$

avec  $[\vec{s}_1 \vec{s}_2]^{(2)} \cdot Y^{(2)} = 3(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})/r^2 - (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2)$

où :

$\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$  : spins des nucléons 1 et 2

$\vec{\tau}_1$  et  $\vec{\tau}_2$  : opérateurs isospin des nucléons 1 et 2

$f(r)$  : fonction dépendant de la distance  $r$  entre 2 nucléons

Afin de mesurer l'effet monopolaire de la force tenseur, Otsuka utilise un potentiel  $\pi+\rho$  (un pion + un méson) dans [Ots05] pour une approche modèle en couches. Une modification de l'agencement des orbitales s'opère suite à l'introduction de ce terme d'interaction d'origine tensoriel qui peut provoquer la disparition ou l'apparition de certains nombres magiques  $N=(8,20,\dots)$  et  $N=(6,16,\dots)$ , respectivement [Ots01].

On note  $l$  et  $l'$  le moment angulaire du proton et du neutron. A l'image de ce qui se passe pour le deuton, cette force tenseur produit un effet attractif pour les nucléons se trouvant dans l'orbite  $j=l-1/2$  et  $j'=l'+1/2$  (ou vice versa) et répulsif pour ceux se trouvant dans les orbitales  $j=l+1/2$  et  $j'=l'+1/2$  (ou  $j=l-1/2$  et  $j'=l'-1/2$ ) (cf. Fig. 2.3).

Nous venons ainsi d'exposer les deux effets principaux attendus loin de la stabilité à  $N=28$ . Ils semblent être beaucoup plus prononcés à l'approche de la drip-line neutron, là où le déséquilibre entre le nombre de protons et de neutrons est le plus élevé. La question est de savoir si de tels effets peuvent provoquer un affaiblissement tel que  $N=28$  ne soit plus magique?

Nous allons dresser à présent le tableau des résultats expérimentaux récoltés pour les isotones  $N=28$  pour tenter de répondre à cette question...

## 2.2 Observations expérimentales

### 2.2.1 Réaction de transfert

Récemment, Laurent Gaudefroy et collaborateurs ont montré, expérimentalement par des réactions de transfert, qu'en allant du  $^{48}\text{Ca}$  au  $^{46}\text{Ar}$  on observe déjà une importante modification structurelle des noyaux liée à la force tenseur citée ci-dessus et la dépendance en densité de l'interaction de spin-orbite [Gau06]. Ils observent une réduction de 330(90)keV du gap  $N=28$  et un affaiblissement de l'écart en énergie des partenaires spin-orbite de 10(2)% et 45(10)% pour les orbitales  $f$  et  $p$ .

Cette observation va dans le sens de presque toutes les investigations menées à  $N=28$

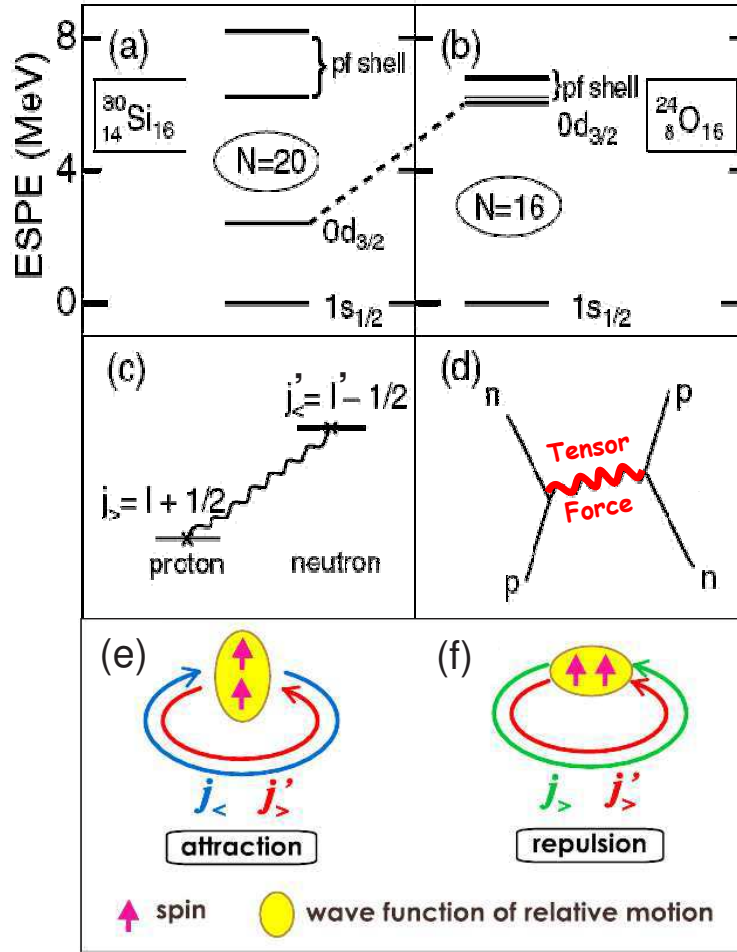


FIG. 2.3 – Image schématique de changement de magicité due à l'interaction spin-isospin. (a) et (b) représente les niveaux d'énergie effectifs des particules indépendantes par rapport à l'orbitale  $s_{1/2}$  pour les noyaux de  $^{30}\text{Si}_{16}$  et  $^{24}\text{O}_{16}$ . Les traits pointillés indiquent le déplacement du niveau  $d_{3/2}$ . (c), (e) et (f) indiquent l'interaction qui est à l'origine d'un tel changement. (d) schématise le processus en jeu causé par la force tenseur (adapté de [Ots01] et [Ots05]).

pour les noyaux très exotiques comme le  $^{44}\text{S}$  qui tendent à dire que N=28 n'est plus magique et qu'il s'agit d'une région où la déformation règne.

## 2.2.2 Décroissance beta

Les valeurs des demi-vies des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches N=28 ont été mesurées par des expériences de décroissance beta, menées par Olivier Sorlin et al. [Sor93] et Stéphane Grévy et al. [Gré04]. Les périodes extraites pour les noyaux autour de N=28 étaient très petites et non compatibles avec un com-

portement de noyau magique...

La figure 2.4 présente par exemple l'évolution de la valeur de la demi-vie déduite des calculs QRPA en fonction de la déformation quadrupolaire  $\varepsilon_2$  dans le cas du  $^{42}\text{Si}$ . Les grandes barres d'erreur sont essentiellement dues aux incertitudes liées aux mesures de masse. On s'aperçoit que pour reproduire la valeur expérimentale  $T_{1/2} = (12.5 \pm 3.5)\text{ms}$ , reportée en rose sur la figure, il est nécessaire d'introduire une grande déformation ( $|\varepsilon_2| > 0.3$ ). Il ne s'agit certes pas d'une mesure directe de la structure de ce noyau mais on peut souligner de nouveau la faible valeur de  $T_{1/2}$  qui n'apparaît pas en accord avec le comportement d'un noyau magique.

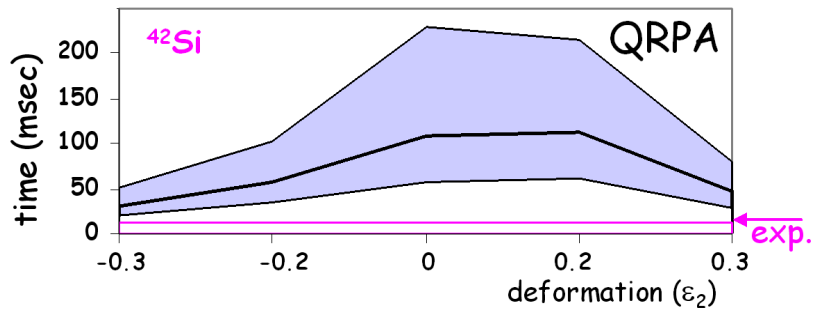


FIG. 2.4 – Calculs QRPA du temps de demi-vie (en ms) en fonction de la déformation pour le noyau de  $^{42}\text{Si}$ . La ligne rose reporte la valeur de demi-vie mesurée expérimentalement (extrait de [Gré04]).

### 2.2.3 Excitation coulombienne

Cette présence de déformation à  $N=28$  est confirmée par les mesures de probabilité de transition  $B(E2)$  (de l'état fondamental  $0^+$  au premier état excité  $2^+$ ) issues d'expériences d'excitation coulombienne où une large déformation ( $\beta \sim 0.3$ ) pour les isotopes de soufre a été déduite [Gla97]...

Cette observable est défini par la relation [Cas00]:

$$B(E2 : J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle \psi_f || E2 || \psi_i \rangle^2 \quad (2.3)$$

avec:

$J_i$  et  $J_f$  : spin de l'état initial et de l'état final

$E2$  : transition électrique quadrupolaire

$\psi_i$  et  $\psi_f$  : fonction d'onde de l'état initial et de l'état final

Il existe deux systèmes d'unité : W.u. et  $e^2\text{fm}^4$ . La transition de probabilité  $B(E2)$  peut être définie pour la transition  $0^+ \rightarrow 2^+$  ou  $2^+ \rightarrow 0^+$ , sachant que le passage de l'un vers l'autre fait intervenir un simple facteur multiplicatif de cinq.

Dans le cas de noyaux déformés, l'expression de  $B(E2)$  se simplifie en :

$$B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (2.4)$$



avec:

$Q_0$  : moment quadrupolaire intrinsèque ( $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} \cdot Z \cdot R_0^2 \cdot \beta (1 + 0.16 \beta)$ )  
 $\beta$  : paramètre de déformation quadrupolaire déduit de  $Q_0$

Une variante de cette expression a été utilisée par [Gla97] qui mesure un paramètre de déformation  $|\beta_2|=0.235(36)$  pour le  $^{44}\text{S}$ . Ceci révèle le caractère déformé de ce noyau et la collectivité sous jacente qui règne au sein de celui-ci.

### 2.2.4 Spectroscopie gamma en ligne et recherche d'états isomériques

Des expériences de spectroscopie plus récentes (comme la spectroscopie gamma en ligne des isotopes de soufre [Soh02] ou la recherche d'un état isomérique dans le  $^{44}\text{S}$  [Gré05]) ont fourni des éléments importants dans la compréhension de l'origine de la déformation :

La déformation à N=28 dans le  $^{44}\text{S}$  peut-être expliquée par une réduction modérée du gap N=28, mais aussi par la réduction de la différence en énergie entre les couches  $\pi d_{3/2}$  et  $\pi s_{1/2}$ . La déformation semble donc résulter d'un subtil mélange entre les excitations neutrons et protons. Il demeure cependant difficile de quantifier la contribution de chacun dans la déformation.

Comme on s'attend à une configuration plus stable des protons dans les isotopes du Si liée à la sous-couche Z=14 (cf. Fig. 2.5), le  $^{42}\text{Si}$  apparaît comme un "noyau clé" pour distinguer les différents effets responsables de la déformation à N=28. La mesure du temps de demi-vie de ce noyau laisse suggérer la présence de déformation mais ne constitue pas une preuve directe de cette dernière. Par ailleurs, une autre mesure indirecte concernant ce noyau conclut l'inverse:

Il s'agit de la mesure de la section efficace de production du  $^{42}\text{Si}$  par mécanisme de knockout de deux protons, mesurée au cours d'une expérience de spectroscopie  $\gamma$  en ligne par [Fri05]. Celle-ci possède une valeur extrêmement faible  $\sigma_{-2p}=(120\pm20)\mu\text{b}$  à 98.6 A MeV. Partant du principe que la section efficace de réaction de knockout de deux protons dépend du nombre de protons de valence, il suggère, de par la faiblesse de sa valeur, que la fermeture de couches Z=14 est très forte et que les protons occupent pleinement l'orbitale  $d_{5/2}$ . Ceci constitue pour Fridman et collaborateurs une évidence du caractère magique de ce noyau. Il ne s'agit là encore que d'une mesure indirecte et ne constitue pas une preuve formelle de non déformation.

Au final, aucun élément direct concernant la structure du  $^{42}\text{Si}$  n'a pu être mesurée à ce jour. Les deux seules grandeurs extraites aboutissent à deux conclusions opposées. La mesure du paramètre de déformation  $\beta$  permettrait de conclure sur la forme de ce noyau et de vérifier si la déformation observée dans le  $^{44}\text{S}$  est locale. En d'autres termes, avons-nous restitution de la magie à N=28 dans le  $^{42}\text{Si}$ ?

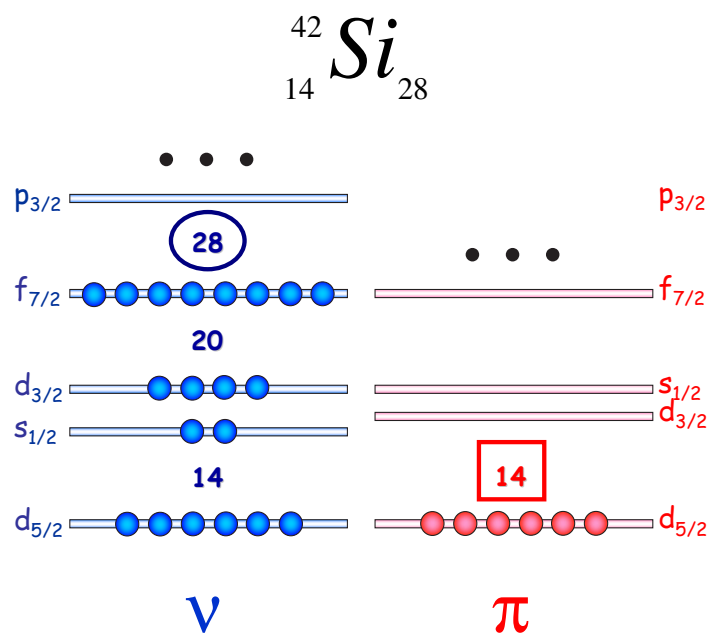


FIG. 2.5 – Représentation schématique de la disposition en couches des neutrons  $\nu$  et des protons  $\pi$  dans le  $^{42}\text{Si}$ .



## Deuxième partie

Spectroscopie gamma en ligne des  
noyaux autour de  $N=28$  par réactions  
de knockout de plusieurs nucléons



## Introduction

Dans la partie précédente, nous avons vu que la présence de déformation pour les noyaux riches en neutrons à  $N=28$  semble résulter du subtil mélange entre les effets neutrons et protons et que, de ce fait, le rôle même de chacun dans l'affaiblissement de la fermeture de couches  $N=28$  est difficile à quantifier.

Dans une approche modèle en couches, compte tenu du fait que les protons se trouvent confinés sur la couche  $d_{5/2}$ , une surstabilité pourrait être attendue pour les isotopes du Si liée au gap  $Z=14$ . C'est pourquoi l'étude du  $^{42}\text{Si}$  - noyau le plus proche de la drip-line neutron à  $N=28$  - apparaît indispensable pour comprendre la contribution des différents effets responsables des changements structurels dans cette région.

Les seuls éléments connus, avant ce travail concernant ce noyau, étaient sa demi-vie  $T_{1/2}$  et la section efficace de la réaction  $\sigma_{-2p}(^{44}\text{S} \rightarrow ^{42}\text{Si})$ . La première nécessite l'introduction de déformation pour pouvoir être reproduite par les calculs de type QRPA. La seconde, quant à elle, est interprétée comme une évidence d'un large gap  $Z=14$  et du caractère "doublement magique" pour ce noyau. Ces deux mesures aboutissent donc à des conclusions différentes et ne permettent pas, s'agissant de mesures indirectes, de conclure sur la structure du  $^{42}\text{Si}$ .

Puisqu'elle permet de remonter plus directement au paramètre de déformation, la probabilité de transition électrique réduite entre l'état fondamental  $0^+$  d'un noyau pair-pair et son premier état excité  $2^+$  - noté  $B(E2:0^+_+ \rightarrow 2^+_+)$  - est une grandeur qui permettrait de conclure plus sûrement sur la forme de ce noyau. Sa mesure pourrait être réalisée via des expériences d'excitation coulombienne aux énergies intermédiaires.

Dans cette partie, nous allons voir que malheureusement - compte tenu des intensités de faisceau disponibles actuellement - une telle entreprise n'est pas possible.

Pour mener à bien l'investigation sur le  $^{42}\text{Si}$ , nous avons alors décidé d'utiliser la technique de spectroscopie gamma en ligne avec double fragmentation du faisceau faisant intervenir des processus d'arrachage - dit de "knockout" - de plusieurs nucléons. L'avantage principal de cette méthode bien établie réside dans le fait qu'elle ne nécessite pas des taux de particules élevés : nous verrons par la suite que quelques particules par heure suffisent...

Ainsi, même si c'est à la limite de nos possibilités techniques, l'étude du  $^{42}\text{Si}$  peut être menée par la mesure de l'énergie de son premier état excité  $2^+$  qui traduit la difficulté ou non d'exciter ce noyau et peut ainsi nous fournir des informations sur l'importance du gap de la fermeture de couches  $N=28$ .

L'ensemble du dispositif expérimental employé sera détaillé. Le rôle de chacun des éléments constitutifs (quelle grandeur nous permettent-ils de mesurer?...), ainsi que le principe des différentes calibrations apportées, seront exposés.



## Chapitre 3

# Choix du dispositif expérimental

### 3.1 Utilisation d'un faisceau secondaire radioactif produit par fragmentation du projectile

Les noyaux dont nous voulons entreprendre l'étude n'existent pas à l'état naturel. Ils sont créés artificiellement au sein de grands complexes de production de faisceaux radioactifs que sont, par exemple, le GANIL (Caen, France), ISOLDE (Genève, Suisse), GSI (Darmstadt, Allemagne), NSCL (East-Lansing/Michigan, Etats-Unis), RIKEN (Wako, Japon)...(cf. Fig. 3.1)



FIG. 3.1 – Inventaire des différents accélérateurs de faisceaux radioactifs à travers le monde. En noir, ceux qui font appel à la méthode de séparation isotopique en ligne (ISOL). En rouge, ceux qui utilisent la technique de séparation en vol (IFS) [Tsa05]



Les différences majeures entre ces installations résident dans le choix de la méthode de production et de séparation et dans l'énergie des isotopes générés. On distingue deux principales techniques (cf. figure 3.2, [Pel01], [Bri97], [Cas00] et [Aur93] pour plus de détails):

**- La méthode de séparation isotopique en ligne (ISOL):**

Le faisceau de particules (souvent des ions légers) est arrêté dans une cible d'éléments lourds épaisse et chaude. Les noyaux exotiques produits par réactions nucléaires [Pel01] sont successivement diffusés grâce à l'énergie thermique, effusés jusqu'à la source d'ionisation, puis séparés avant d'être accélérés.

L'avantage d'un tel procédé est l'obtention de faisceaux intenses, proches de la stabilité. Par contre, il existe des inconvénients comme le fait que le choix de la cible dépend beaucoup de l'isotope étudié et que les temps de diffusion, effusion et ionisation sont assez longs, rendant ainsi difficile l'étude de noyaux très exotiques. Cette technique - pour laquelle l'extraction des noyaux dépend beaucoup de la chimie de la cible - n'a pu, à ce jour, produire les isotopes du silicium par exemple...

**- La méthode de séparation en vol (IFS):**

On l'appelle aussi méthode de la "fragmentation du projectile". Un faisceau primaire de noyaux de haute énergie (50 à 1 GeV par nucléon) vient "taper" une cible mince. Une grande variété de noyaux est alors produite par fragmentation et ces derniers quittent la cible avec une célérité proche de celle du faisceau incident. Puis, ils passent à travers un séparateur qui permettra de sélectionner spécifiquement le faisceau d'intérêt.

Même si la qualité du faisceau produit est moins bonne (distributions plus larges en énergie et angle dues à l'épaisseur de la cible) et qu'il est difficile d'accéder aux basses énergies, la technique de séparation est indépendante, cette fois-ci, de la chimie de la cible/projectile et l'étude d'isotopes à durée de vie très courte est également rendue possible.

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) possède l'avantage de disposer de ces deux procédés de production (cf. Fig. 3.3). Désirant mener l'étude du noyau le plus proche de la "dripline" neutron à  $N=28$  au sein de cette installation, l'utilisation de la seconde méthode est la seule possible.

Prenant note des performances de différents dispositifs expérimentaux adoptés dans le passé pour l'étude des noyaux situés dans cette région [Sar99][Gré04], un faisceau primaire stable de  $^{48}\text{Ca}$  autour de 60 A MeV se fragmentant sur une cible mince de carbone ou tantale ( $\sim 200 \text{ mg/cm}^2$ ) est choisi. Suite à cela, une très grande variété de particules est produite parmi lesquelles se trouvent les noyaux de  $^{42}\text{Si}$ . Au cours des expériences e377 et e377c, des taux de production de 160 et 0.07 particules par seconde de  $^{44}\text{S}$  et de  $^{42}\text{Si}$ , respectivement, ont été mesurés. Ils ont été obtenus avec une intensité de faisceau primaire typique de  $4 \mu\text{A}$  et après passage dans un dégradeur en Al de  $50 \mu\text{m}$ .

Le problème principal d'une telle technique de simple fragmentation est le taux de comptage élevé qu'elle engendre sur la cible de réaction située au centre du dispositif de détection  $\gamma$ . Pour remédier à cela, on peut envisager de travailler avec une intensité réduite d'un facteur cent, mais la section efficace de réaction demeurant toujours constante, on induit également une diminution du taux de  $^{42}\text{Si}$  produits de cent (soit

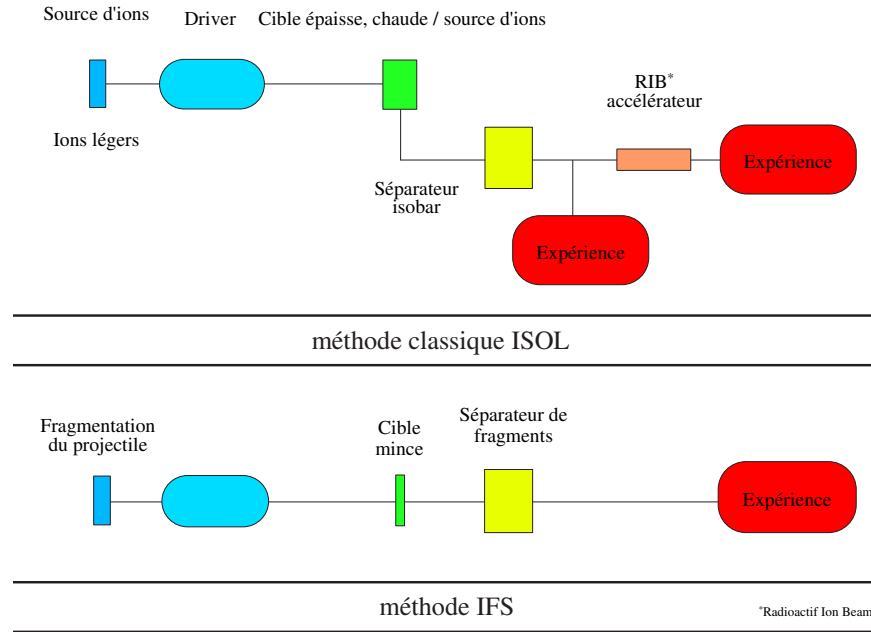


FIG. 3.2 – Représentations schématiques des deux principales méthodes de production de faisceaux d'ions radioactifs dans le monde: ISOL (Fig. a) et IFS (Fig. b) (adaptée de [Gru02]).

plus que 2.52 particules par heure). Il a été démontré que, pour des noyaux extrêmement exotiques, il est parfois plus astucieux de passer par un processus de double fragmentation [Jim00][Sta03] : on démarre avec une pleine intensité de faisceau primaire. On effectue une première fragmentation qui permet la production d'un noyau intermédiaire de grande intensité telle que le  $^{44}\text{S}$  (160 par seconde). Ces noyaux sont ensuite fragmentés dans une seconde cible conduisant à la production des particules de  $^{42}\text{Si}$  (environ cinq par heure selon les estimations faites à partir des valeurs de section efficace extraites par [Sta03]). Un tel processus offre un rapport pic/bruit nettement meilleur sur les spectres.

La figure 3.4 résume l'ensemble du système de production de  $^{42}\text{Si}$  choisi. Il reste maintenant à déterminer le mode d'investigation pour ce noyau et ses proches voisins: excitation coulombienne? transfert?...

## 3.2 Choix et principe de la spectroscopie gamma en ligne

Il existe plusieurs types de réactions nucléaires (réactions directes, réactions selon le mécanisme du noyau composé,...) et de méthodes expérimentales (cinématique directe ou inverse, expérience inclusive ou exclusive,...) pour étudier un noyau.

Dans le passé, il était assez courant de réaliser des expériences inclusives en cinématique directe, par exemple. La tendance actuelle est plutôt inversée. Dans les faits, le choix du dispositif expérimental à adopter dépend des propriétés du noyau que l'on

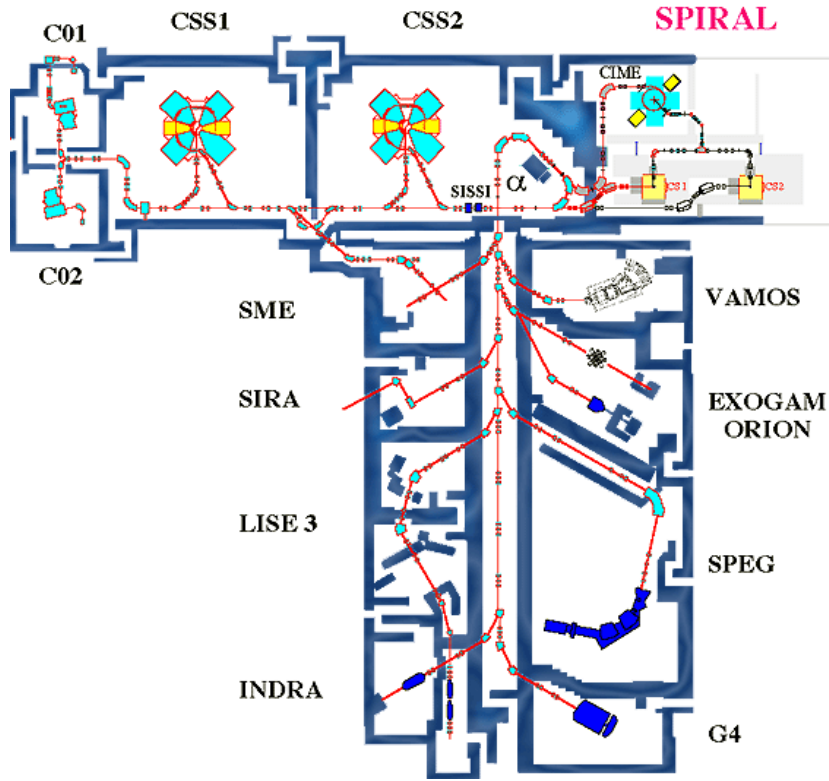


FIG. 3.3 – Représentation schématique du GANIL avec la partie accélérateur (bloc horizontal en haut) et les aires expérimentales (bloc vertical en bas)[GANa].

veut étudier et des intensités faisceaux disponibles. Le tableau ci-dessous synthétise, de manière non exhaustive pour quelques unes des méthodes, le taux moyen requis ainsi que leurs champs d'application.

Les mécanismes qui rentrent en jeu dépendent non seulement de la valeur du paramètre d'impact de la collision, mais surtout de l'énergie du projectile comme nous le montre la figure 3.5.

Il aurait été idéal de réaliser une expérience d'excitation Coulombienne afin d'extraire la probabilité de transition  $B(E2:0^+ \rightarrow 2^+)$  pour le  $^{42}\text{Si}$ . Celle-ci aurait, de ce fait, permis de remonter à la valeur du paramètre de déformation  $\beta$  et ainsi confirmer ou non la perte de magicité à  $N=28$ . Compte tenu des prédictions sur les taux de production effectuées dans la section 3.1 (0.07 particules de  $^{42}\text{Si}$  par seconde en simple fragmentation et 5 par heure en double fragmentation), une telle étude apparaît donc difficile. Seule une expérience de spectroscopie gamma en ligne faisant intervenir un processus de knockout semble raisonnablement envisageable.

Les noyaux produits, suite à la perte d'un ou plusieurs nucléons du projectile par collision avec une cible légère, peuvent se trouver dans un état excité. On estime à 20% la population du premier état excité  $2^+$  et 5% celui du  $4^+$ , dans le cas d'un noyau pair-pair suite à un processus de fragmentation [Sta03]. La figure 3.6, extraite de [War03],

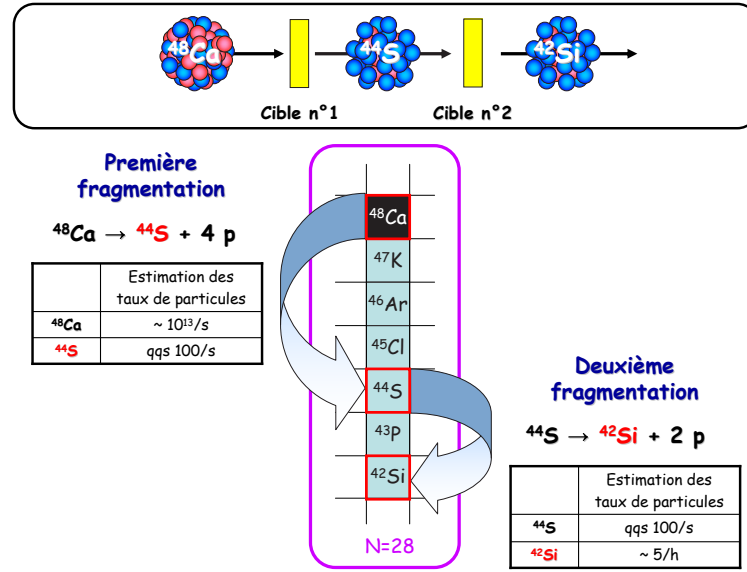


FIG. 3.4 – Cette figure synthétise le processus de double fragmentation adopté pour la production du  $^{42}\text{Si}$ . Les estimations des taux de particules, basées sur les expériences antérieures [Sar99][Gré04][Sta03], y sont également reportées.

Méthode	Taux (pps)	Grandeurs	Champs d'application
Transfert	$\sim 10^{4-5}$	$E^*, S_p, S_n, \dots$	Structure particule indépendante Résonances Distribution de force Gamow-Teller Distribution de force Gamow-Teller
Excitation Coulombienne	$\sim 10^2$	$E^*, B(\sigma \lambda), \dots$	Propriétés collectives du noyau Résonances Géantes
Spectroscopie $\gamma$ en ligne	$< 10^1$	$E^*, \dots$	Structure de noyaux très exotiques

TAB. 3.1 – Le tableau ci-dessus dénombre qualitativement les taux moyens de particules par seconde nécessaires, les grandeurs susceptibles d'être extraites, ainsi que les champs d'investigation des principales méthodes expérimentales employées de nos jours pour l'étude des noyaux exotiques [Kor04][Bak97].

illustre un exemple de réaction de knockout de deux protons avec émission de rayonnement gamma issu de la des-excitation du fragment ( $^9\text{Be}(^{28}\text{Mg}, ^{26}\text{Ne})\text{X}$ ).

Le principe de la spectroscopie gamma en ligne réside en la détection des gamma émis en vol par le fragment, permettant la reconstruction des niveaux d'énergie de ses états excités. Par ailleurs, la focalisation des résidus se faisant essentiellement vers l'avant et donc dans un faible angle solide, il est possible d'assigner la transition gamma à chaque fragment par l'utilisation d'un spectromètre. Ce dernier permet également

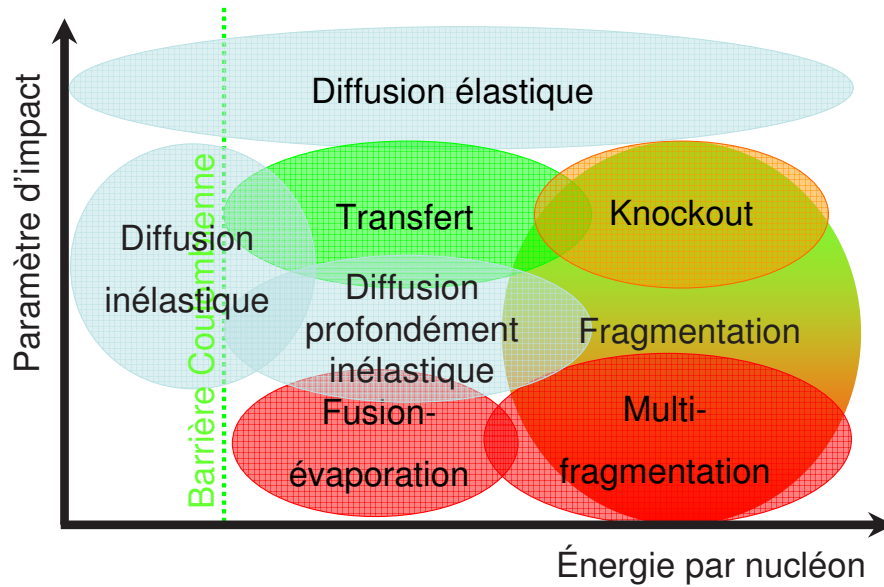


FIG. 3.5 – Classification schématisée de quelques réactions nucléaires par le biais d'un graphique représentant le paramètre d'impact en fonction de l'énergie par nucléon (adaptée de [Baz06]).

d'extraire les distributions en moment (parallèle et perpendiculaire), ainsi que les angles de diffusion associés.

D'un point de vue purement matériel, nous avons donc besoin de détecteurs gamma et d'un spectromètre.

Au vu des très faibles statistiques attendues, le choix d'un ensemble de détection gamma couvrant le maximum d'angle solide autour de la cible s'impose. De plus, les énergies mesurées devront être corrigées de l'effet Doppler lié à la grande vitesse des fragments ( $\sim 0.3c$ ). Il faudra donc aussi veiller à disposer d'une grande granularité pour avoir une très bonne résolution en position. Au GANIL, les ensembles de multi-détecteurs gamma les plus utilisés sont EXOGAM et le "Château de Cristal". Le tableau 3.2 compare les caractéristiques principales de chacun dans le référentiel du laboratoire et dans le cas d'une émission au repos. Il faut savoir qu'EXOGAM n'a jamais eu plus de 11 détecteurs rassemblés à la fois. Sachant qu'il faut compter 1% d'efficacité à 1 MeV par détecteur, on ne pourra alors atteindre plus de 11% d'efficacité totale [Gel], soit presque trois fois moins que pour le Château de Cristal. Par ailleurs, la résolution d'EXOGAM se trouve considérablement altérée dans le cas d'une détection de  $\gamma$  émis en vol. La largeur à mi-hauteur est multipliée par 10 pour une particule de vitesse égale au tiers de celle de la lumière. Nous verrons, par la suite, que les caractéristiques en efficacité et en résolution

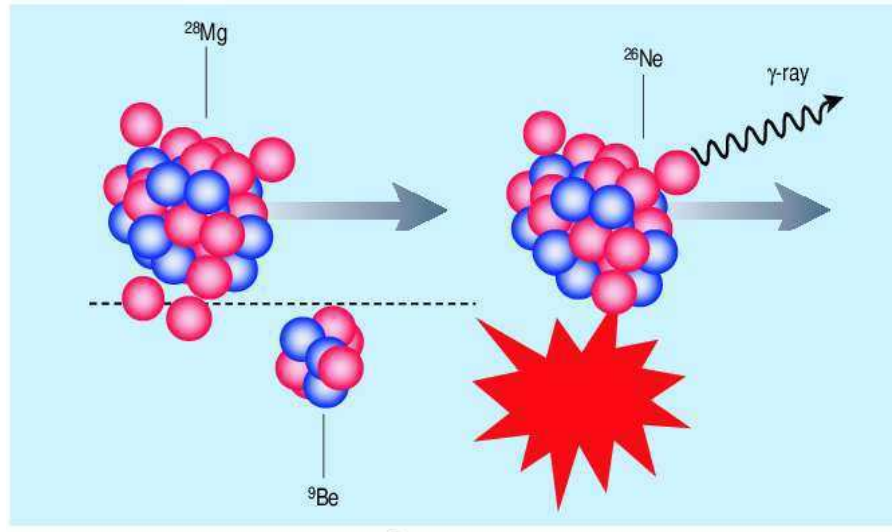


FIG. 3.6 – Réaction de knockout de deux protons (extraite de [War03]). Bazin et al. [Baz03] ont étudié le processus de production du  $^{26}\text{Ne}$  par fragmentation d'un faisceau incident de  $^{28}\text{Mg}$  sur une cible de Beryllium ( $^9\text{Be}$ ). Durant la réaction, deux protons des projectiles sont arrachés, créant ainsi les fragments de  $^{26}\text{Ne}$ . Ces derniers, dont la vitesse est quasiment identique à celle des particules incidentes, émettent des rayonnements gamma.

du Château de Cristal n'évoluent pas aussi drastiquement. L'efficacité de détection étant notre critère premier, le choix de cet ensemble de détecteurs à scintillation se fait ainsi sans ambiguïté.

Nom de l'ensemble	Nombre de détecteurs	Efficacité à 1 MeV	Résolution à 1 MeV
		%	%
EXOAM	16	16	0.3
Château de Cristal	74	32	12

TAB. 3.2 – Tableau comparatif des caractéristiques dans le référentiel du laboratoire des multi-détecteurs EXOAM [Gel] et "Château de Cristal" [Sta03][Jim00][Lim04] pour le cas d'une émission au repos. La disposition d'EXOAM se fait autour de 10 cm de la cible et à 25 cm pour le "Château de Cristal".

Quant au choix du spectromètre, le GANIL en possède trois: LISE<sup>1</sup>, SPEG<sup>2</sup> et VAMOS<sup>3</sup>. Le tableau 3.2 permet la comparaison de quelques unes de leurs propriétés

1. Ligne d'Ions Super Epluchés
2. Spectromètre à Perte d'Energie du GANIL
3. Variable MODe high acceptance Spectrometer / Spectromètre à MODe VArivable de haute acceptation

communes. Les calculs faits à partir du programme de simulation LISE donnent une rigidité magnétique avoisinant les 2.5 Tm dans notre cas de figure [Baz02][LISa][LISb]. Ainsi, nous pouvons d'ores et déjà exclure VAMOS pour une acceptance en  $B\rho$  non compatible. Il reste à trancher entre LISE et SPEG. Envisageons dans un premier temps le choix de LISE. La première fragmentation peut s'effectuer dans SISSI ou le point cible de LISE et la seconde se fera alors dans le point cible de LISE ou en bout de ligne, respectivement. Quoi qu'il en soit, il faudra de toute façon élaborer un système d'identification des fragments en aval... qui existe déjà à l'origine dans SPEG. Ce dernier est donc plus adapté et de ce fait plus utilisé, avec VAMOS, dans ce genre d'expériences.

	LISE	SPEG	VAMOS
$B\rho$ (Tm)	3.2	2.8	2.3
$\Delta \Omega$ (msr)	1.0	4.9	100
$\Delta p/p$ (%)	2.5	3.5	5.0

TAB. 3.3 – *Le tableau ci-dessus résume les caractéristiques principales des spectromètres LISE, SPEG et VAMOS en service actuellement au GANIL. A savoir, la rigidité maximale ( $B\rho$ ), l'angle solide maximal ( $\Delta \Omega$ ) et l'acceptance en moment ( $\Delta p/p$ ) [GANa][Duf86][SL87][Bia89][Mit94][Sav99].*

Dans ce chapitre, nous avons justifié le choix et exposé les grandes lignes du dispositif expérimental optimal à adopter pour mener à bien l'investigation sur le noyau de  $^{42}\text{Si}$ , compte tenu de nos estimations sur les intensités faisceaux et du matériel disponibles. Nous allons, par la suite, décrire plus en détail et concrètement les différentes étapes de l'expérience que nous avons réalisée fin novembre 2004 au GANIL sur SPEG.

# Chapitre 4

## Caractéristiques du dispositif

### 4.1 Schéma d'ensemble du dispositif expérimental

Dans le chapitre qui suit, seront détaillées toutes les particularités de l'ensemble expérimental - qui a été choisi et utilisé - depuis la production des faisceaux radioactifs jusqu'aux propriétés spécifiques des détecteurs employés pour la mesure des grandeurs physiques d'intérêt. Le principe des calibrations des différents détecteurs sera l'objet du chapitre suivant.

Cette expérience - qui porte le numéro e287c - reprend le principe de deux investigations menées antérieurement au GANIL: e287a et e287b. De par la similitude du dispositif expérimental, les manuscrits de thèse de [Sta03] et [Jim00] associés peuvent être consultés comme compléments directs aux pages qui suivent.

La figure 4.1 offre une vision globale synthétique du dispositif facilitant la compréhension de l'agencement spatial des différents éléments ainsi que l'évolution chronologique des processus développés par la suite. Dans l'annexe A, se trouvent également les distances réelles des différents éléments de détection depuis le point cible de SISSI.

### 4.2 Processus de production du faisceau radioactif

#### 4.2.1 Création du faisceau primaire

La genèse du faisceau primaire commence par l'extraction des ions  $^{48}\text{Ca}^{10+}$  d'une source ECR<sup>1</sup> et leur injection dans le cyclotron compact C01. Ces ions, pourvus en sortie d'une énergie de 0.65 A MeV, sont ensuite introduits au centre du Cyclotron à Secteurs Séparés CSS1 [Aug94], où ils effectuent, en moyenne, 93 tours pour atteindre, au final, une énergie de 9.1 A MeV. Puis ils traversent une feuille mince en carbone de  $180 \mu\text{g.cm}^{-2}$  d'épaisseur afin d'être épluchés. Les ions - alors pourvus d'un état de charge supérieur à leur état de charge initial ( $^{48}\text{Ca}^{19+}$ ) - sont injectés dans un second Cyclotron à Secteurs Séparés (CSS2). Suite à ce dernier étage d'accélération, après avoir accompli approximativement 440 tours, ils possèdent une énergie finale de 60.3 A MeV. L'intensité du faisceau primaire ainsi obtenue fluctue autour de  $3.4 \mu\text{A}$  (soit 1.12

---

1. source à Résonance Cyclotronique Electronique



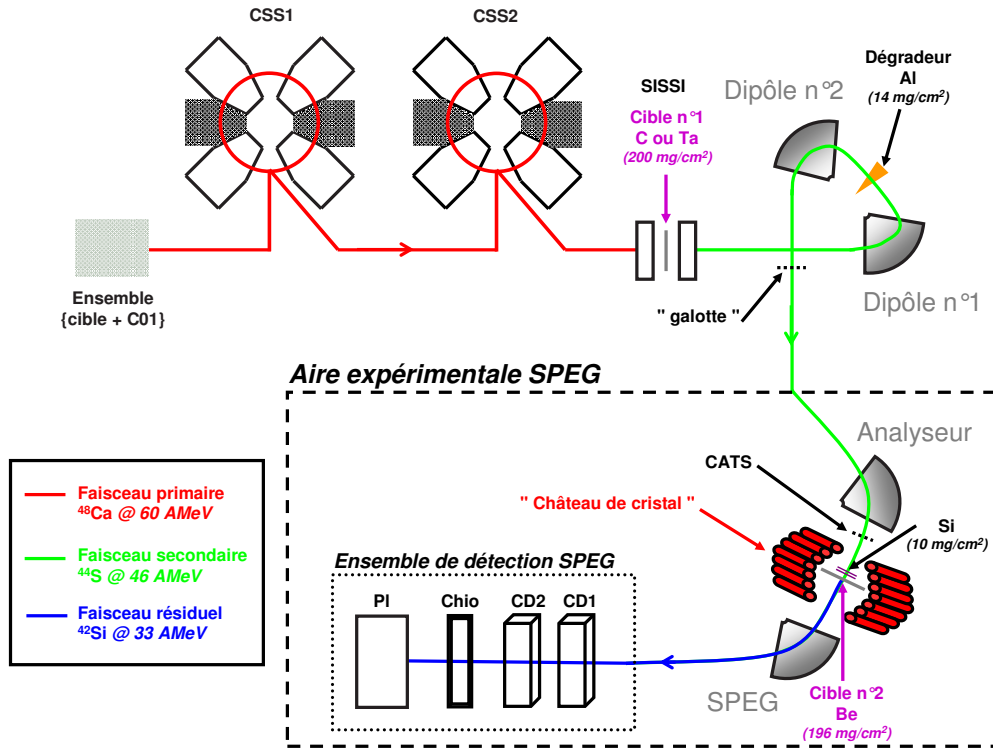


FIG. 4.1 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

$10^{12}$  particules de  $^{48}\text{Ca}^{19+}$  par seconde) et la rigidité magnétique en sortie de CSS2 est de 2.87 T.m.

#### 4.2.2 Création du faisceau secondaire par fragmentation du projectile

Le faisceau secondaire est créé par fragmentation du faisceau primaire sur une cible située entre deux solénoïdes supraconducteurs dans SSSI<sup>2</sup> [Jou91] [Bar95] [Sav96] [Ann97]. Au cours de l'expérience, deux cibles de production différentes furent utilisées: l'une, en carbone et l'autre, en tantale, pendant respectivement la première et la seconde semaine de mesures. Le changement de cible fut réalisé suite à des études d'optimisation de faisceau ayant eu lieu entre les deux périodes de mesures. Le tableau 4.1 résume les caractéristiques de chacune d'entre elles.

La figure 4.2 (droite) permet, par sa construction, non seulement de distinguer et d'identifier les noyaux radioactifs constitutifs du faisceau secondaire, mais aussi d'extraire des taux de production, comme nous allons le voir par la suite. L'allure

2. Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intense

	Cible de Carbone	Cible de Tantale
Masse de l'élément	12.011	180.95
Période d'utilisation	semaine n°1	semaine n°2
Epaisseur à 0° (mg.cm <sup>-2</sup> )	139.1	255.0
Angle (°)	36	24
Epaisseur effective (mg.cm <sup>-2</sup> )	171.9	279.1

TAB. 4.1 – *Caractéristiques principales des cibles de production utilisées au cours des deux semaines d'expérience.*

de cette matrice demeure identique pour la cible de tantale utilisée dans la seconde semaine.

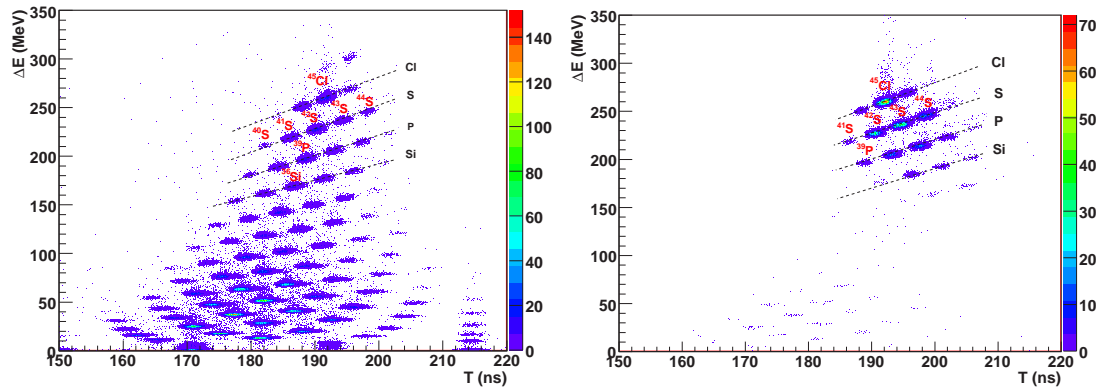


FIG. 4.2 – *Les figures ci-dessus représentent toutes les deux la perte d'énergie des fragments mesurée par la chambre d'ionisation de l'ensemble de détection de SPEG ( $\Delta E$  en MeV) en fonction du temps de vol entre le détecteur CATS (Chambres A Trajectoires de Saclay) et le plastique de SPEG ( $T$  en ns). Communément appelées "matrices d'identification", elles permettent de singulariser et d'identifier les fragments constitutifs d'un faisceau radioactif. Il s'agit des matrices d'identification du faisceau secondaire obtenues avec (à droite) et sans (à gauche) dégradeur dans l'ALPHA.*

Construit initialement afin d'améliorer l'émittance et la résolution en énergie des faisceaux primaires, le spectromètre ALPHA<sup>3</sup> est souvent utilisé aujourd'hui pour la sélection des faisceaux secondaires produits par la cible placée à son entrée dans SISSI [Jou91][Sav96]. Il est constitué d'une première paire de dipôles (notée D1) qui assure une sélection en :

$$B\rho = \frac{A.v}{Q} \quad (4.1)$$

$B$  : champ magnétique imposé

$\rho$  : rayon de courbure de la trajectoire

$A$  : nombre de masse du fragment

3. son nom fut attribué en référence à sa forme géométrique identique à la lettre grecque  $\alpha$

$v$  : vitesse du fragment

$Z$  : nombre de protons du fragment

Combiné avec une seconde paire de dipôles (notée D2), le dégradeur achromatique - placé en sandwich entre ces deux paires de dipôles - permet le tri des isotopes rémanents. La perte d'énergie de ces derniers dans le dégradeur est donnée par :

$$\frac{dE}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2} \quad (4.2)$$

Le rôle "purificateur" que joue le dégradeur est nettement visible en comparant les figures 4.2 qui correspondent aux matrices d'identification du faisceau secondaire en l'absence (à gauche) et en présence (à droite) du dégradeur. On observe une nette disparition des fragments dits "légers". Cette étape est indispensable pour réduire le temps mort de l'acquisition: la saturation des détecteurs est évitée par coupure de ces voies de réactions annexes.

Le tableau ci-dessous résume les réglages de l'ALPHA au cours des deux semaines de mesures. Ils furent établis pour transmettre le maximum de noyaux de  $^{44}\text{S}$  tout en éliminant les éléments légers. L'acceptance en moment issue du couplage de SSSI au spectromètre ALPHA est de  $\pm 0.5\%$  [Mit94].

	Semaine 1	Semaine 2
$B\rho_1$	2.73899	2.74220
Dégradeur	Al (49.949 $\mu\text{m}$ )	Al (49.949 $\mu\text{m}$ )
$B\rho_2$	2.72360	2.71940

TAB. 4.2 – Tableau des réglages du spectromètre ALPHA pour nos mesures.  $B\rho_1$  et  $B\rho_2$  correspondent à la rigidité magnétique des paires de dipôles en entrée et en sortie de l'ALPHA.

Une combinaison d'éléments magnétiques (quadripôles et dipôles) permet de guider ensuite le faisceau secondaire ainsi optimisé jusqu'à l'aire expérimentale qui porte le même nom que le spectromètre qui s'y trouve : SPEG. C'est là où aura lieu la seconde fragmentation permettant la production des noyaux de  $^{42}\text{Si}$ .

### 4.3 Aire expérimentale SPEG: seconde fragmentation et identification des produits de réactions (gamma et fragments)

La description géométrique mais aussi le principe de fonctionnement de SPEG ont été exposés de manière détaillée dans de nombreux ouvrages qui ont servi de références à ce travail: [Bia89] [Mit94] [Gar94] [Gil96] [Ott98] [Sau00] [Dro00] [Gio03].

Dans les parties qui suivent, seront évoquées uniquement les principales caractéristiques et propriétés utiles de cet ensemble.

### 4.3.1 Contrôle du faisceau secondaire et second processus de fragmentation du projectile

Le faisceau secondaire - cocktail de noyaux parmi lesquels se trouvent les noyaux de  $^{44}\text{S}$  à 46 A MeV - traverse, à l'entrée de l'aire expérimentale SPEG, une série de plusieurs éléments magnétiques dont le dipôle nommé "analyseur". Ce dernier permet de définir, avec une très bonne résolution, l'énergie des particules incidentes. le tableau 4.3 résume l'ensemble de ses caractéristiques, ainsi que celles du dipôle SPEG abordé plus tard. On note que la rigidité magnétique adoptée pour cet élément fut toujours identique à celle du dipôle D2 en sortie de l'ALPHA (comparaison tableaux 4.2 et 4.3).

	Dipôle "Analyseur"	Dipôle "SPEG"
Angle de déviation	75°	42.5°
Rayon	3 m	2.4 m
$B\rho_{max}$	3.00 Tm	2.88 Tm à haute résolution 3.80 Tm sans compensation de aberrations
$B\rho_{semaine1}$	2.72360 Tm	2.4845 Tm
$B\rho_{semaine2}$	2.71940 Tm	2.4806Tm

TAB. 4.3 – Tableau des caractéristiques et réglages des dipôles présents dans l'aire expérimentale SPEG.  $B\rho_{max}$ ,  $B\rho_{semaine1}$  et  $B\rho_{semaine2}$  correspondent respectivement à la rigidité magnétique maximale accessible, celle utilisée pendant la première semaine de mesures et enfin celle adoptée pendant la seconde semaine. On note souvent  $B\rho_{an}$  et  $B\rho_{SPEG}$  les rigidités magnétiques respectives des dipôles "Analyseur" et "SPEG".

Juste après l'analyseur se trouve le détecteur CATS<sup>4</sup> [Ott98]. Si son protocole de calibration avait été réalisé, il nous aurait permis d'avoir une image instantanée de haute qualité du faisceau secondaire. Malheureusement, ce ne fut pas le cas. Il n'en demeure pas moins que cette chambre à fil possède une résolution intrinsèque de 542 ps et qu'elle nous a permis d'obtenir, de ce fait, un très bon signal temps ("START" ou "STOP") pour les mesures de temps de vol.

Le faisceau arrive ensuite dans la chambre de réaction située dans le point cible de SPEG, soit à 101.29 m de la première cible localisée dans SISSI (annexe A). Il s'agit d'un simple tube en plastique sous vide contenant un porte-cible à plusieurs positions. C'est exactement le même tube qui fut utilisé lors des expériences précédentes e287a [Jim00] et e287b [Sta03]. L'image du porte-cible, ainsi que le détail des éléments présents en chacune de ses cinq positions, est présentée dans la figure 4.3. Sauf réglage bien spécifique, la position n°1 fut toujours employée.

Le détecteur Si permet d'extraire une perte d'énergie et fournit un signal temps. Le principe de sa calibration sera expliqué dans le chapitre suivant. Cette jonction Si permettra donc la construction de la matrice d'identification du faisceau secondaire et d'accéder ainsi, tout au long de l'expérience, au taux de noyaux incidents par seconde. Son épaisseur et celle de la cible de Be - située juste derrière - ont été mesurées expérimentalement à 44.17  $\mu\text{m}$  et 1055.04  $\mu\text{m}$  respectivement.

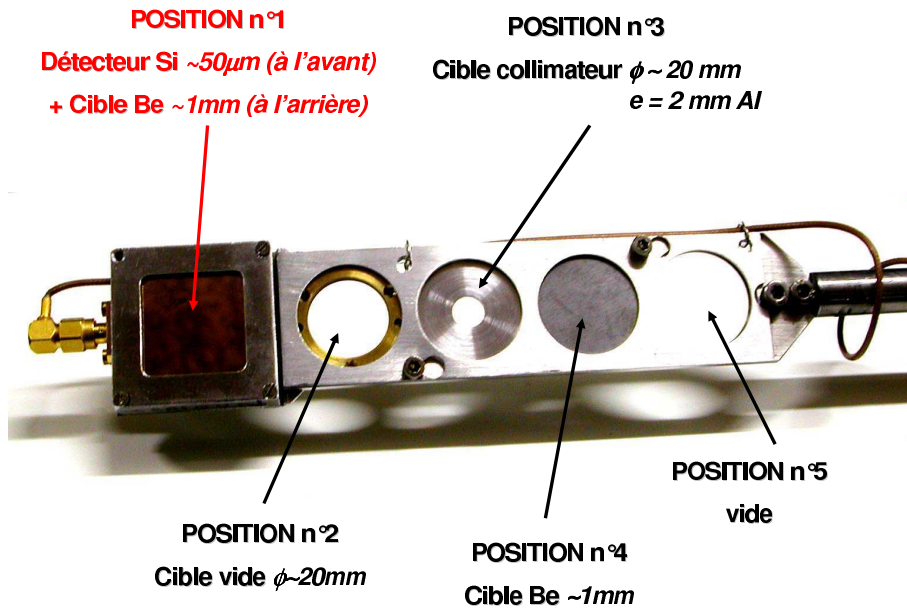


FIG. 4.3 – Vue de face du porte-cible et détail des différents éléments présents en chacune de ses positions. En position n°1 (en rouge), se trouve le détecteur Si et la cible de Be utilisée lors de la seconde fragmentation.

C'est dans la cible de Be que se produit la fragmentation du faisceau secondaire suivant le processus dit de "knockout" d'un ou plusieurs nucléons [War03] [Han03] [Sat80] [Tos02] [Baz03] [Baz06]. Nous développerons plus en détail le mécanisme en question dans les chapitres à venir. Parmi tous les fragments générés, se trouve le noyau de  $^{42}\text{Si}$  issu de l'arrachage de deux protons du  $^{44}\text{S}$ . Il peut être créé dans un état excité (dans approximativement 20 % des cas [Sta03]) et décroître, de ce fait, par l'émission d'un gamma. C'est pourquoi, se trouve disposé tout autour de la cible un ensemble de 74 détecteurs en difluorure de baryum ( $\text{BaF}_2$ ), que l'on nomme communément "Château de Cristal" [Viv83]. Se trouvent également associés 3 détecteurs en germanium (Ge) d'EXO GAM. Tous vont permettre la reconstruction du spectre en énergie d'excitation du  $^{42}\text{Si}$  et de ses noyaux voisins également produits. Par métonymie, il est fréquent de nommer un détecteur en  $\text{BaF}_2$  "un  $\text{BaF}_2$ ". Il en est de même pour les détecteurs en germanium.

#### 4.3.2 Éléments pour l'étude des gamma émis en vol : Château de Cristal et détecteurs Ge

Les figures 4.4, 4.5 et 4.6 permettent de visualiser l'agencement spatial autour de la cible des différents détecteurs dédiés à la détection des rayonnements gamma émis en vol. Le troisième Ge, non visible sur le dessin 4.4, est situé à  $90^\circ$  à l'arrière. Il est symétriquement opposé au manche du porte-cible par rapport à l'axe du faisceau. C'est le seul des Ge dont l'axe passe par le centre et le seul que nous avons utilisé lors de la détermination de la courbe d'efficacité en énergie du Château de Cristal. Nous n'avons eu recours à aucun de ces détecteurs Ge pour l'analyse des données pour des raisons de faibles statistiques disponibles mais aussi d'angles mal définis (pour les Ge1 et Ge2).

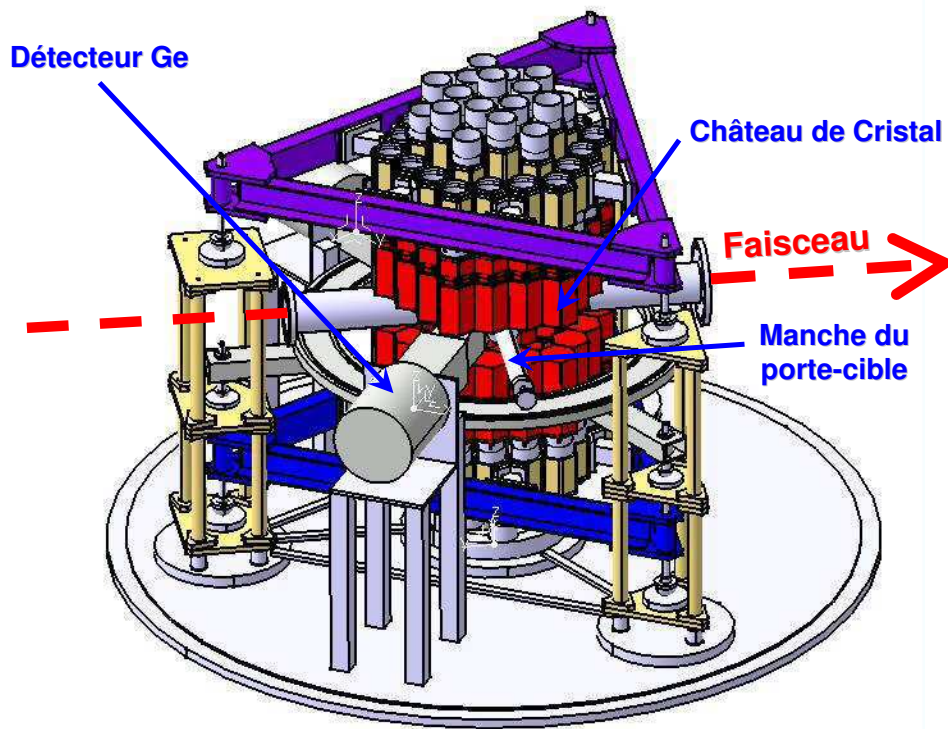


FIG. 4.4 – *Reconstruction à l'échelle relative de la disposition spatiale du Château de Cristal et des détecteurs Ge autour de la chambre de réaction située dans SPEG (réalisée avec le logiciel CATIA [Gau]).*

Le Château de Cristal est disposé en 2 hémisphères (supérieur et inférieur) de 37 détecteurs chacun. Les dimensions de ces derniers sont données dans la figure 4.7 qui offre également la possibilité de visualiser leur décomposition en éléments simples. Il s'agit de détecteurs à scintillateur solide qui possèdent une moins bonne résolution en énergie, comparée aux détecteurs Ge. La figure 4.8 offre une comparaison entre les spectres en énergie d'un BaF2 et d'un Ge pour une source de  $^{60}\text{Co}$ . Dans un cas, on observe des pics nettement séparés et aucun, dans l'autre. Le tableau 4.4 résume les largeurs à mi-hauteur mesurées pour les deux raies de cette source. On observe un facteur 26 entre les deux types de détecteurs. Cette mauvaise résolution est toutefois compensée par une efficacité plus élevée (voir tableau 3.2). Les courbes d'efficacité et de résolution totales du château ont été remesurées au cours de l'expérience à partir des sources de  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu}$ . Les figures 4.9 correspondent à celles du référentiel du laboratoire. Nous avons également extrait la courbe d'efficacité dans le centre de masse. Nous expliciterons, par la suite, la méthode d'extraction de telles courbes.

Le test individuel de chacun de ces détecteurs a été réalisé préalablement à l'expérience. Leur disposition dans l'armature des dômes a été établie suivant les critères de résolution en énergie et de non dérive des photomultiplicateurs. Pour certains, le

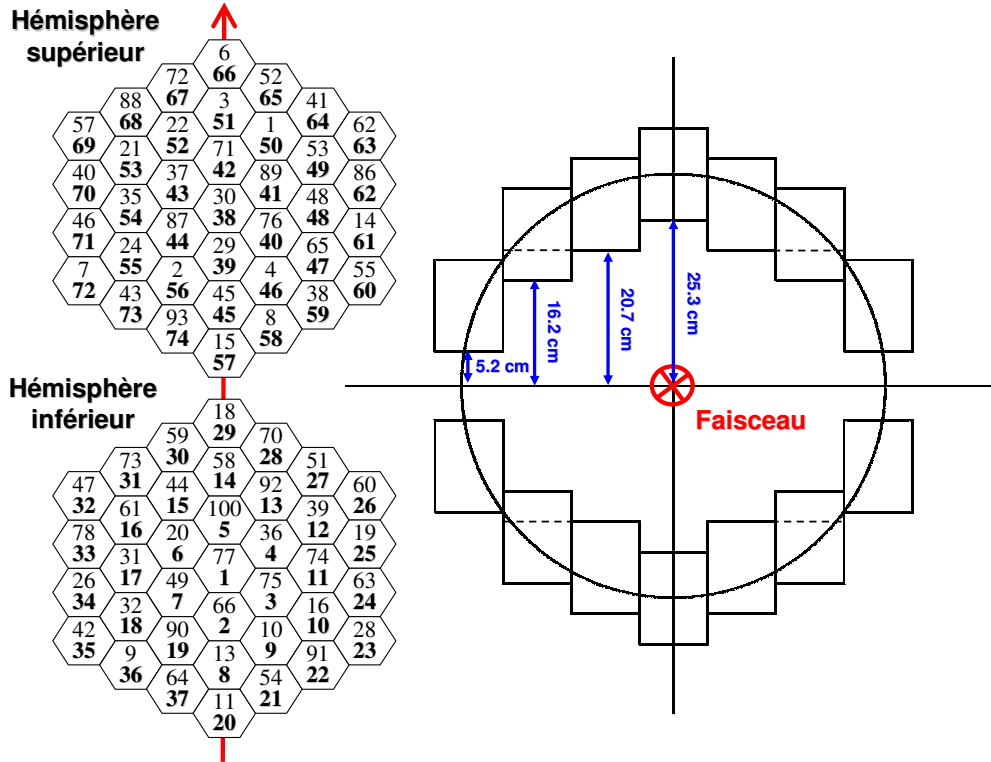


FIG. 4.5 – Agencement spatial des détecteurs BaF2 constitutifs du Château de Cristal. Les nombres en gras correspondent à la numérotation des détecteurs adoptée. Suivant cette classification, les détecteurs 27, 35 et 68 ne fonctionnaient pas au cours de l'expérience.

Energie (keV)	FWHM (keV)	FWHM (keV)
	BaF2 n°1	Ge n°3
1173.2	122±8	4.378±0.019
1332.5	121±8	4.514±0.019

TAB. 4.4 – Tableau comparatif des résolutions en énergie - largeur à mi-hauteur FWHM exprimée en keV - du détecteur BaF2 numéro 1 et du détecteur Ge numéro 3 (Ge3).

changement de l'embase ainsi que le contact optique entre le cristal et le tube du photomultiplicateur a été effectué. Malgré tout cela, trois d'entre eux n'ont pu être rendus opérationnels.

Aux énergies GANIL (vitesse autour du tiers de la vitesse de la lumière en sortie de CSS2), compte tenu de l'émission de neutrons et particules légères focalisée à l'avant [Sta03] [Jim00], les "bons détecteurs" ont été positionnés préférentiellement à l'arrière. La configuration géométrique est donc la suivante: un détecteur est placé au centre de l'armature et les trente-six autres sont disposés en quatre couronnes concentriques. Contrairement à d'autres multi-détecteurs comme la "Boule de Cristal" de Darmstadt, les angles solides sous-tendus par chacun des cristaux ne sont pas toujours les mêmes.

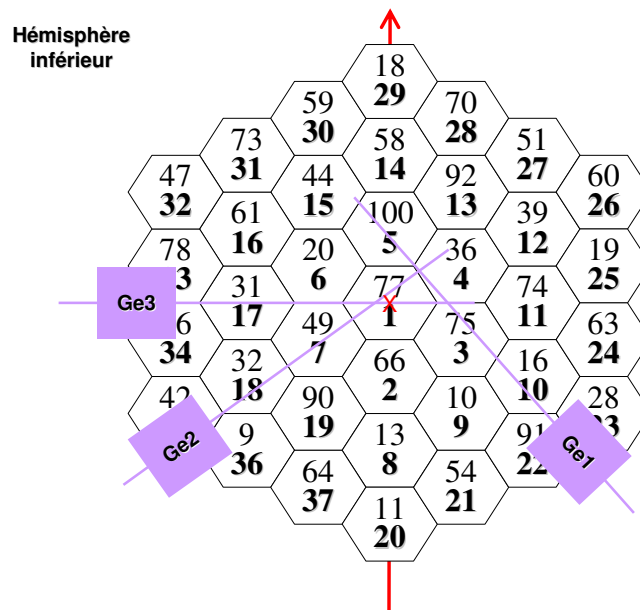


FIG. 4.6 – Agencement spatial des détecteurs Ge. On observe que seul le détecteur Ge3 passe par l'axe du centre du dispositif. La flèche en rouge correspond à l'axe de propagation du faisceau.

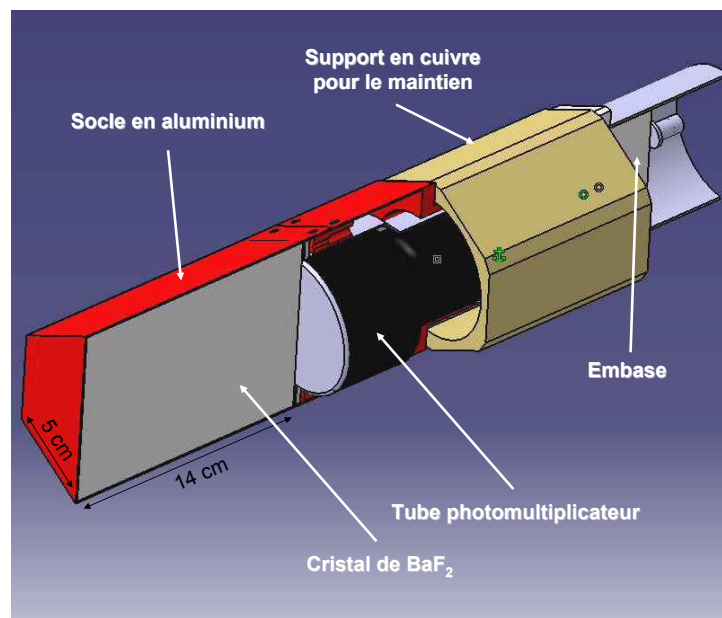


FIG. 4.7 – Vue de coupe d'un détecteur  $\text{BaF}_2$ .



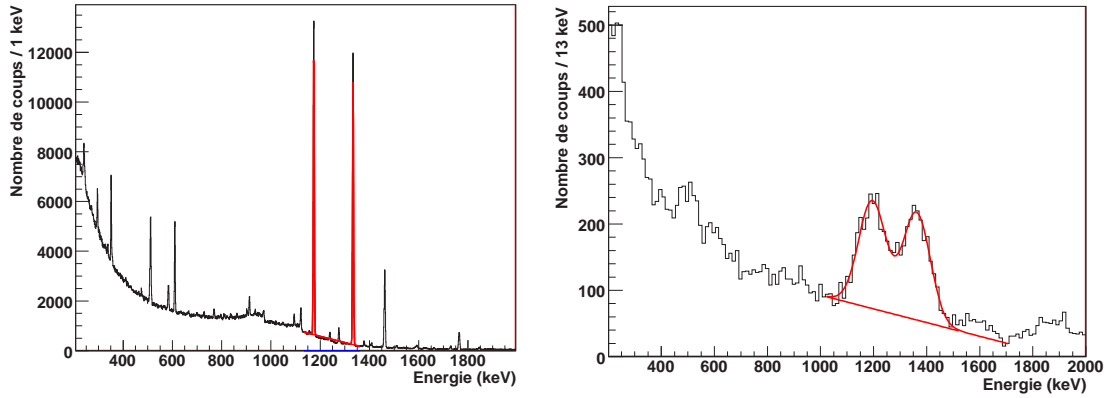


FIG. 4.8 – Spectres en énergie des détecteurs Ge n°3 (gauche) et BaF<sub>2</sub> n°1 (droite). Il s'agit d'un enregistrement effectué avec la source de  $^{60}\text{Co}$  à la place de la cible dans la chambre de réaction et le Ge n°3 comme trigger de l'acquisition.

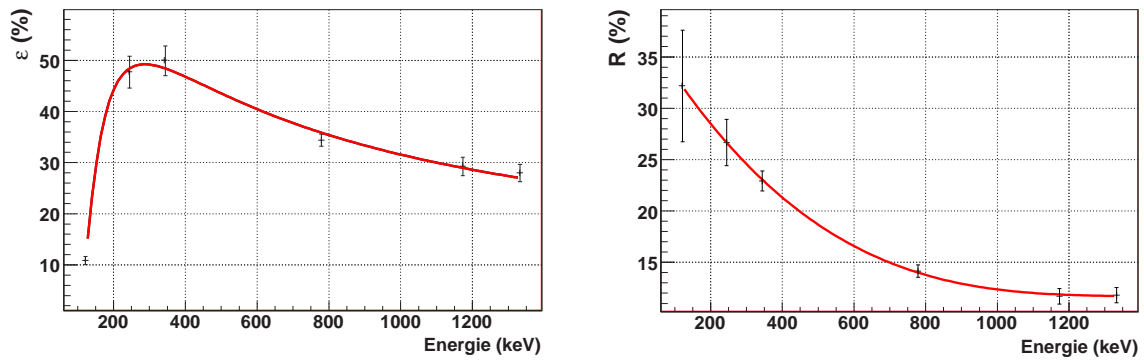


FIG. 4.9 – Courbes d'efficacité et de résolution du Château de Cristal dans le référentiel du laboratoire établies à partir des sources de  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu}$ .

Le Château de Cristal recouvre un angle solide total de 80% de  $4\pi$  [Sta03].

Les noyaux ne sont pas arrêtés dans la cible. Ils poursuivent leur trajectoire afin d'être identifiés par le biais du Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL et son ensemble de détection.

### 4.3.3 Eléments pour l'étude des noyaux issus de la seconde fragmentation: le spectromètre et son ensemble de détection

#### 4.3.3.1 Caractéristiques du spectromètre

Juste après la chambre de réaction se trouvent des éléments magnétiques dont une paire de dipôles - notée SPEG ou dipôle SPEG - qui constitue le spectromètre proprement dit.

Le principe de fonctionnement d'un spectromètre à perte d'énergie est le suivant: Tous les noyaux du faisceau incident sont focalisés par l'analyseur au point image de celui-ci, qui correspond aussi au point objet du spectromètre, ou encore le point cible C (cf. Fig. 4.10). En l'absence de cible, le dipôle du spectromètre (symétrique au dipôle analyseur par rapport à C) permet d'obtenir un dispositif dit achromatique pour lequel toutes les trajectoires se croisent alors en son point focal F. La position des particules dans ce cas de figure ne dépend ni de l'impulsion, ni de l'angle par rapport à la trajectoire principale.

Par contre, en présence d'une cible en C, la quantité de mouvement  $p$  des particules qui ont interagi avec celle-ci est modifiée d'une quantité  $\Delta p$ . L'action dispersive du spectromètre va alors les focaliser en un point focal  $F'$ , distant de F de :

$$dF = \left(\frac{x}{\delta}\right)_{SPEG} \times \frac{\Delta p}{p} \quad (4.3)$$

$\Delta p/p$ : impulsion relative perdue lors de la réaction avec la cible (sans dimension)

$\left(\frac{x}{\delta}\right)_{SPEG}$ : dispersion spatiale  $x$  (en cm) en fonction de la dispersion en moment  $\delta$  pour le dipôle SPEG.  $\delta$  correspondant à l'écart relatif en impulsion par rapport à la trajectoire de référence, il s'agit d'une grandeur sans dimension

La position dans le plan focal est donc proportionnelle à la perte d'énergie dans la cible. D'où le nom de spectromètre à perte d'énergie. Les figures 4.10 illustrent bien ces phénomènes. Les principes optiques plus détaillés sont disponibles dans les références qui suivent: [Mit94][Bia89][Ott98][Dro00][Ann05].

La compensation des aberrations (inférieures à  $10^{-5}$ ) s'effectuent à l'aide de sextupôles et de bobines de corrections situées dans les dipôles.

L'acceptance en moment du spectromètre SPEG est de  $\pm 3.5\%$ . L'acceptance angulaire, quant à elle, est de  $\pm 2^\circ$  dans le plan horizontal et vertical soit un angle solide de 4.9 msr.

La résolution nominale est de  $10^{-4}$  pour un objet de  $\pm 5$  mm sur la cible. Cette résolution peut être obtenue avec un faisceau incident d'une résolution de quelques  $10^{-3}$ .

Dans le cas de l'expérience, nous nous sommes placés dans l'optique achromatique sur cible. Les réglages des dipôles de SPEG ont été effectués pour transmettre de façon optimale les noyaux de  $^{42}\text{Si}$  (voir tableau 4.3).

Après le dipôle SPEG, se trouve tout un ensemble de détecteurs qui vont permettre d'identifier les fragments produits après la seconde fragmentation, mais aussi la recons-

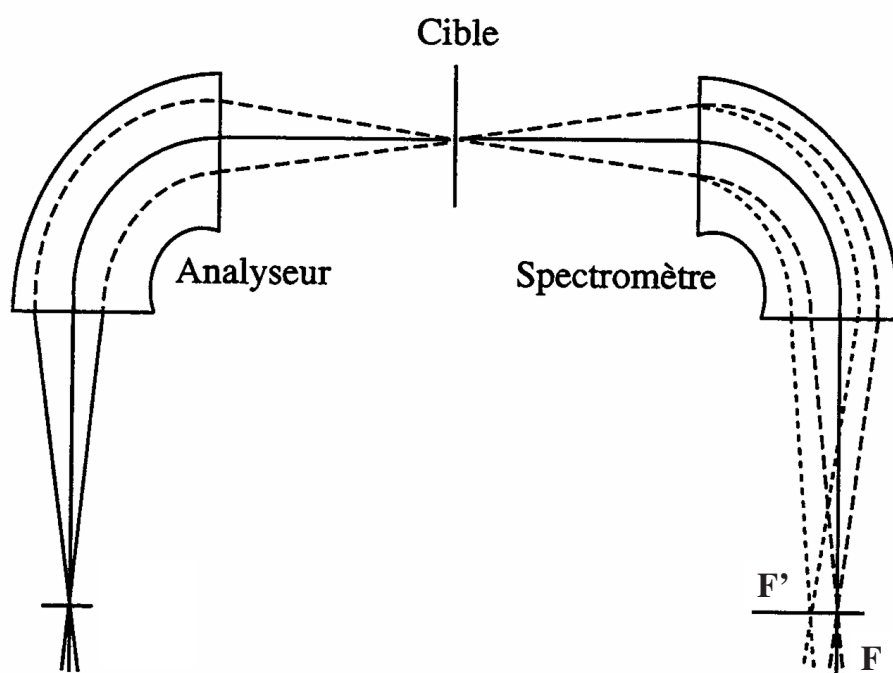


FIG. 4.10 – Schéma montrant le principe d'un spectromètre à perte d'énergie (adapté de [Ott98]).

truction des distributions en moment (parallèle et perpendiculaire) et des angles de diffusion associés.

#### 4.3.3.2 Caractéristiques de l'ensemble de détection de SPEG

L'ensemble de détection de SPEG situé en bout de ligne est composé de deux chambres à dérives (CD1 et CD2), d'une chambre d'ionisation (CHIO) et d'un plastique (PL) (voir figure 4.11).

Le tableau ci-dessous indique les grandeurs physiques qui peuvent être mesurées par chacun :

Détecteurs	Grandeurs mesurées
Chambres à dérives	Positions (x,y)
Chambre d'ionisation	Perte d'énergie ( $\Delta E$ )
Plastique	Energie résiduelle (E)
	Temps de vol (START/STOP)

TAB. 4.5 – Grandeurs mesurées par l'ensemble de détection SPEG

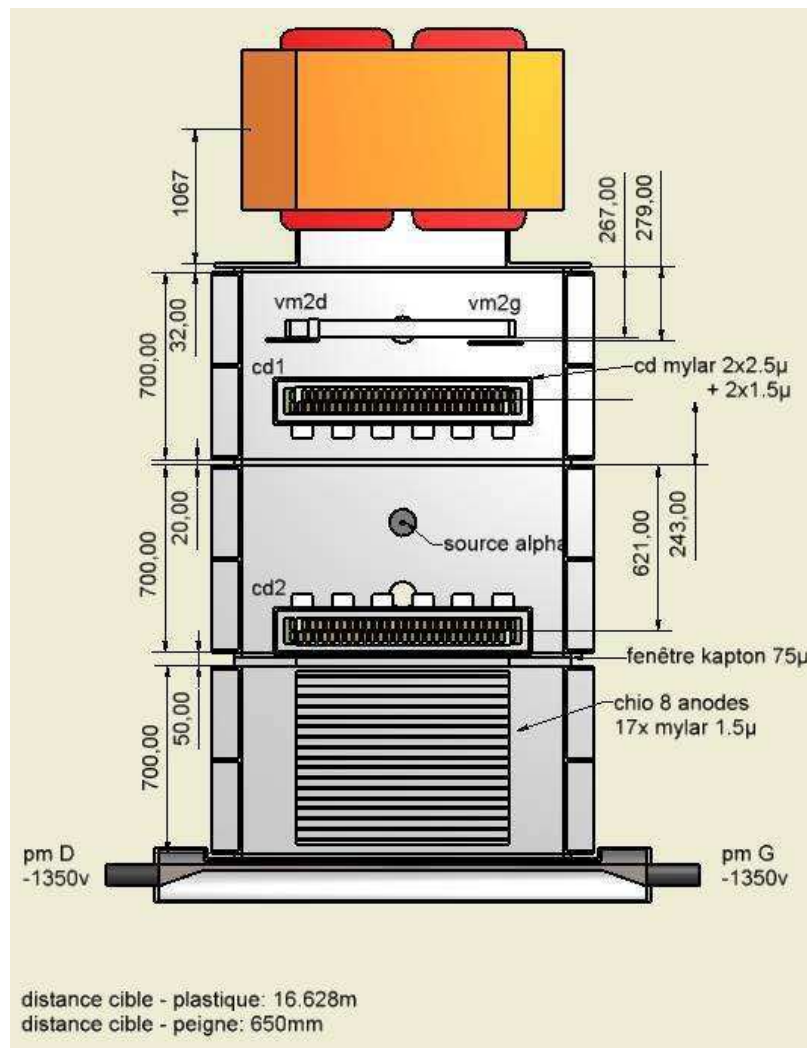


FIG. 4.11 – Ensemble de détection SPEG. Le plan focal se situe entre les deux chambres à dérive [Ganb].

#### Les chambres à dérive (cf. Fig. 4.12):

Les chambres à dérive possèdent une largeur et une hauteur utiles de 70 cm et 12 cm, respectivement, pour une épaisseur de 10 cm. Elles contiennent du gaz isobutane ( $C_4H_{10}$  ou encore 2-méthylpropane) sous une pression de 20 mbar.

Du haut vers le bas, chaque chambre à dérive est constituée d'une cathode (-800 V), d'une grille de frish (à la masse), de fils d'anode d'amplification (+550 V) et de deux cathodes de 128 pistes chacune. Une piste fait 5.5 mm de large et 5 cm de long, l'interpiste mesurant 0.5 mm. Les deux cathodes sont décalées d'une demi piste et sont séparées de 1 cm l'une de l'autre.

Leur principe de fonctionnement est le suivant: les noyaux traversent la zone de dérive des chambres située entre la cathode du haut et la grille de Frish. L'ionisation du gaz

s'effectue alors, libérant des porteurs de charge positifs (ions) et des porteurs de charge négatifs (électrons). Soumis au champ électrostatique généré par la différence de potentiel entre la cathode et la grille de Frish, les électrons dérivent à vitesse constante vers le bas. Après la grille, ils vont être accélérés sous l'action des fils d'amplification, induisant à leur tour la libération de nouveaux porteurs de charges par un phénomène d'avalanches. En mouvement autour de cette zone d'amplification, les électrons et les ions vont alors créer un signal sur les pistes des cathodes les plus proches [Pou01].

La position en  $x$  est déterminée par l'analyse des amplitudes des signaux des pistes touchées, suivant la méthode de la sécante hyperbolique au carré (SECHS) [Lau95] [Ott99] [Dro00].

La position en  $y$ , quant à elle, est déduite de la vitesse de dérive des électrons. Ces derniers parcourent en moyenne 5 cm par  $\mu\text{s}$ . Sachant que la gamme des codeurs de temps (TAC) était de  $4\mu\text{s}$  sur 4094 canaux dans notre cas, on établit ainsi la calibration en position verticale. La position en  $x$  est déterminée sans conteste avec un plus haut degré de précision que celle en  $y$ .

Le point focal se situe entre les deux chambres à dérive. Nous allons voir par la suite comment il est possible de reconstruire l'image de ce plan focal, d'extraire les distributions en moment, parallèle et perpendiculaire, ainsi que les angles de diffusion associés à partir des paramètres en position fournis par ces chambres à dérive.

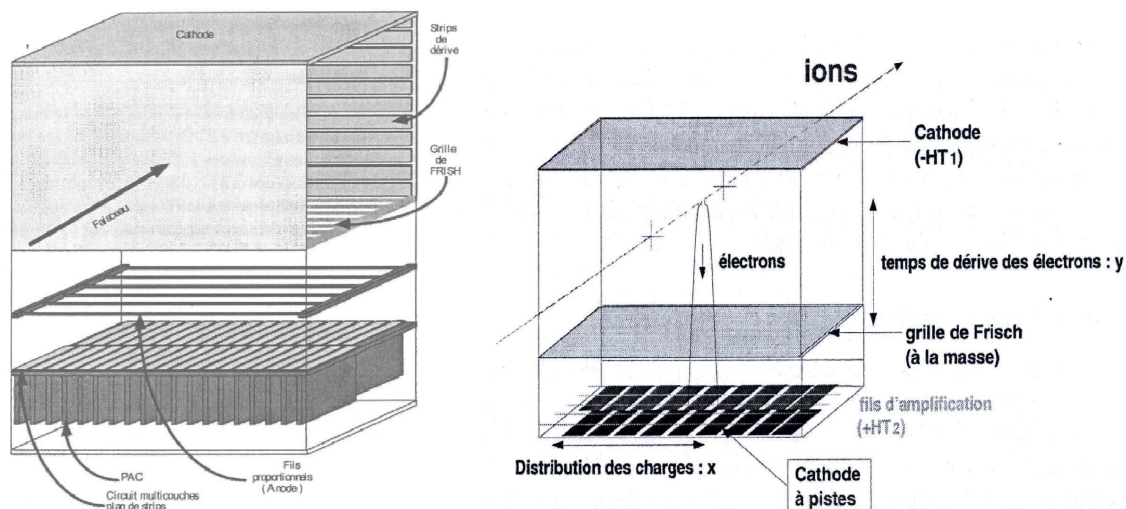


FIG. 4.12 – Détail et principe de fonctionnement des chambres à dérive de l'ensemble de détection de SPEG [Dro00] .

### Chambre à ionisation (cf. Fig. 4.11)

La chambre d'ionisation se trouve juste après les chambres à dérive. Il s'agit d'une enceinte constituée de 17 feuilles de mylar de  $1.5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur disposées à la suite les unes des autres et perpendiculairement à l'axe du faisceau. Elle est également remplie du gaz d'isobutane mais sous une pression de 400 mbar cette fois-ci. Son principe de fonctionnement est le suivant:

Un signal est collecté par les pré-amplificateurs associés à chaque couple de feuilles.

Celui-ci est proportionnel à la perte d'énergie du noyau dans la chambre. L'épaisseur effective de ce détecteur, que l'on nomme communément CHIO, est de  $77.5 \text{ mg.cm}^{-2}$ . Combinée à un temps de vol, la perte d'énergie fournie permet la construction de la matrice d'identification des noyaux résiduels de la seconde fragmentation.

### Scintillateur plastique

Le scintillateur plastique est le tout dernier élément de la chaîne de détection de SPEG. Le scintillateur en question est du NE102A. Son épaisseur de 2 cm est telle que les ions y sont arrêtés. Il y a alors conversion de l'énergie des noyaux en photons. Ces derniers sont collectés par les deux photomultiplicateurs placés aux extrémités (gauche et droite). On peut, de ce fait, avoir accès à l'énergie résiduelle des fragments mais aussi obtenir un signal rapide pour la mesure de temps de vol. L'épaisseur effective d'un tel détecteur est de  $2040 \text{ mg.cm}^{-2}$ .

Le schéma électronique de SPEG n'est pas inclus dans ce manuscrit car disponible dans de nombreux ouvrages (voir la liste de références SPEG fournie en début de sous section).

Par contre le mode de fonctionnement global de l'acquisition des données est intéressant à développer.

## 4.4 Mode de fonctionnement de l'acquisition

Le principe de fonctionnement de l'acquisition est le suivant:

- Le signal physique issu de l'anode d'un des détecteurs  $\text{BaF}_2$ , après avoir subi un retard, est connecté à une des entrées analogiques du codeur de charge (QDC).
- Le signal temps issu de la "dynode 12" de ce  $\text{BaF}_2$ , positif, passe par un discriminateur à fraction constante (CFD) originel du Château de cristal qui permet la conversion du signal analogique en un signal NIM sans avoir recours à un inverseur. Le signal NIM est ensuite envoyé à l'entrée de déclenchement individuel du QDC correspondant à la voie analogique après être préalablement passé par un translateur NIM-ECL.

Au cours de l'expérience, le mode d'enregistrement des données en asynchrone fut adopté avec le plastique de SPEG comme trigger de l'acquisition. Dans ce mode, les entrées fonctionnent indépendamment les unes des autres et génèrent leur propre cycle redéclenchable tant que le codeur n'a pas reçu de fenêtre de validation du module externe d'analyse. Le cycle de chaque entrée est caractérisé par :

- L'envoi aux voies d'intégration d'une porte de durée T.
- La génération, après un retard R, d'un point de validation.

Ainsi, en mode asynchrone, toute voie déclenchée est validée par le trigger si son point de validation est compris dans la fenêtre de validation. Ce point de validation pouvant être retardé, le trigger de l'acquisition a la possibilité d'arriver après le signal physique.

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les caractéristiques de l'ensemble du dispositif expérimental depuis la genèse du faisceau primaire jusqu'à la détection des noyaux issus de la seconde fragmentation.

Dans cette expérience, deux aspects différents, mais non moins complémentaires, peuvent

être étudiés: les gamma et les ions lourds. Ils font chacun l'objet d'un des deux chapitres qui vont suivre, où sera exposé le principe des calibrations et corrections apportées afin d'extraire les grandeurs physiques.

Au cours de l'expérience, le signal fourni par le plastique de SPEG fut choisi comme trigger principal de l'acquisition.

# Chapitre 5

## Partie ions lourds : Principe d'extraction des caractéristiques des noyaux incidents et des fragments de réaction

Ce chapitre est dédié à l'étude des noyaux radioactifs incidents constitutifs du faisceau secondaire, mais aussi à celle des noyaux produits suite à la fragmentation de ce faisceau sur la cible de Be.

Nous tenterons d'expliquer quelles grandeurs peuvent être extraites à partir du dispositif expérimental en place et aborderons les méthodes employées pour y parvenir.

### 5.1 Nombre d'ions incidents

Une des premières choses qu'il est possible de contrôler tout au long de l'expérience est le taux de particules incidentes à partir de la construction de la matrice d'identification du faisceau secondaire. Cette dernière représente la perte d'énergie ( $\Delta E$ ) des noyaux dans la jonction Si, située juste avant la cible de réaction, en fonction du temps de vol (T) entre le détecteur de galettes à microcanaux en sortie de l'ALPHA - nommé "galotte" - et le détecteur CATS. La figure 5.1 de gauche montre l'allure de cette matrice pour la première semaine de mesures, sachant qu'elle est quasi identique au cours de la seconde semaine. Les traînes verticales vers le haut et le bas pour chaque tâche sont liées, respectivement, aux phénomènes d'empilement et de canalisation dans le détecteur Si. La figure de droite correspond à la même matrice mais calibrée. Le processus de calibration est le suivant :

#### 5.1.1 Calibration de la matrice d'identification des noyaux incidents

Sur le spectre brut en deux dimensions représentant la perte d'énergie versus le temps de vol, nous avons effectué des contours graphiques sur les noyaux de  $^{45}\text{Cl}$ ,  $^{43}\text{S}$ ,



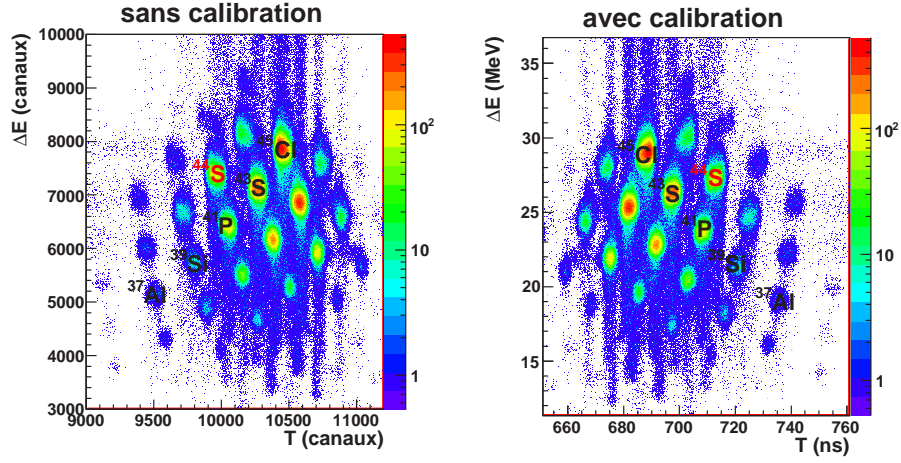


FIG. 5.1 – Figures représentant la perte d'énergie des noyaux du faisceau secondaire radioactif en fonction de leur temps de vol. A gauche, se trouve la matrice d'identification brute et à droite, la version calibrée.

$^{41}\text{P}$ ,  $^{39}\text{Si}$ , et  $^{37}\text{Al}$ . Une projection suivant les deux axes est ensuite réalisée. Les distributions obtenues sont visibles dans les figures 5.2 A et 5.2 B.

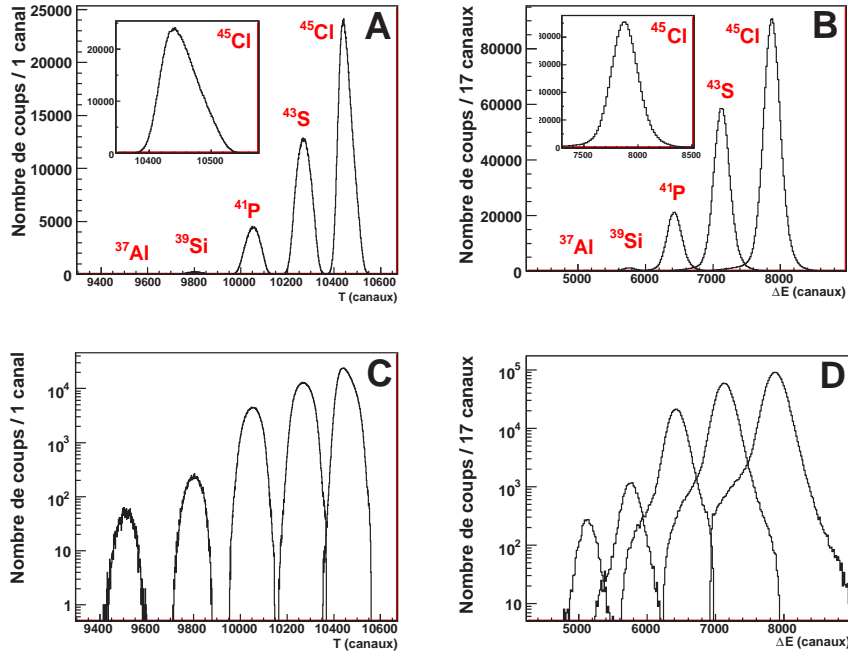


FIG. 5.2 – Cette figure représente la distribution des temps de vol (A) et la perte d'énergie (B) de quelques noyaux incidents. En insert, se trouve un zoom sur la distribution du  $^{45}\text{Cl}$ . C et D sont les équivalents en échelle logarithmique de A et B, respectivement.

L'histogramme des temps de vol pour chaque noyau ne possède pas une allure gaussienne contrairement à celui des pertes d'énergie. On pourrait de ce fait se demander

si une telle asymétrie ne serait pas le reflet de la présence d'un contaminant, tel qu'un état de charge. Nous verrons par la suite, après calibration des chambres à dérive de SPEG, qu'il n'en est rien.

#### **Etalonnage de $\Delta E$ :**

Aux énergies GANIL, la perte d'énergie  $\Delta E$  (en MeV) d'un noyau incident est proportionnelle au pouvoir d'arrêt massique  $\frac{dE}{dx}$  (en MeV.mg<sup>-1</sup>.cm<sup>2</sup>) - donné par la formule de Bethe [Bet53] - multiplié par l'épaisseur de matière traversée  $\Delta x$  (en mg.cm<sup>-2</sup>) :

$$\Delta E \simeq \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x \quad (\text{pour } \Delta x \text{ petit}) \quad (5.1)$$

Connaissant l'épaisseur de la jonction Si (44.17  $\mu\text{m}$ ), le code de simulation LISE permet d'effectuer ces calculs de  $\Delta E$  pour les différents noyaux constitutifs du faisceau dont l'énergie incidente est fixée par le spectromètre ALPHA de faible acceptance en moment ( $B\rho_2=2.7236 \text{ Tm}$ ).

#### **Etalonnage de T :**

Le temps de vol T (en ns) est égal au rapport de la distance d (en cm) - qui sépare la "galotte" et CATS - et la vitesse des ions (en cm/ns). La première est fixe (cf. Annexe A) et la seconde est déduite de la rigidité magnétique  $B\rho_2$ :

$$T = \frac{d}{v} = d \times \frac{A}{B\rho_2 \cdot Q} \quad (5.2)$$

Les courbes 5.3, gauche et droite, représentent les droites d'étalonnage de T et  $\Delta E$  respectivement: correspondance entre les positions, en numéro de canal, des maxima des distributions mesurées et les valeurs extraites des calculs. Le signe négatif de la pente de la première reflète le fait qu'il s'agit d'un temps de vol inversé. L'agencement linéaire des points et l'absence d'écarts majeurs confortent l'identification des fragments effectuée.

Par ailleurs, une correction supplémentaire liée aux décalages dans le temps de  $\Delta E$  et T est apportée pour l'ensemble des runs. Ceci s'explique principalement par des changements de modules électroniques ou des changements ponctuels de rigidité magnétique en amont... Une telle rectification permet "de figer" la matrice d'identification et autorise ainsi l'utilisation continue des mêmes contours graphiques.

Dès lors, nous pouvons extraire les taux de production des différents noyaux incidents.

### **5.1.2 Extraction des taux de particules incidentes**

La matrice d'identification, conditionnée par la jonction Si (trigger secondaire de l'acquisition), permet l'extraction des taux de comptage. Sachant que seul 1 % des

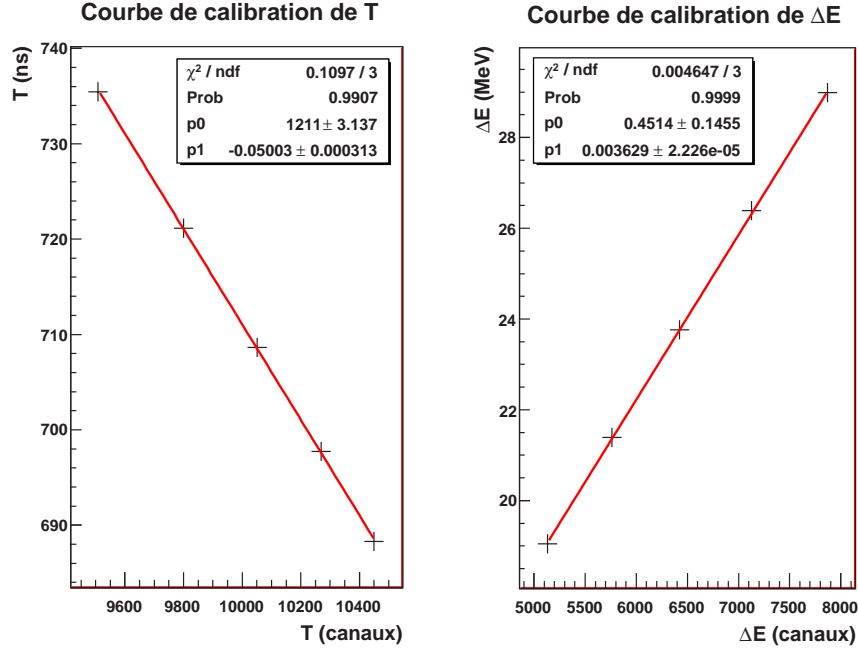


FIG. 5.3 – Courbes de calibration du temps de vol entre la galette située dans l'ALPHA et le détecteur CATS, ainsi que la perte d'énergie fournie par la jonction Si de  $44.17 \mu\text{m}$ . L'ajustement effectué dans les deux cas est de type linéaire :  $y = p0 + p1.x$ .

événements vus par la Si sont codés pour limiter le temps mort, les nombres de coups mesurés devront être multipliés par cent. On note  $N_i$ , le nombre de coups mesuré pour un noyau et un lot de mesures donné (communément appelé run). L'incertitude associée ( $\Delta N_i$ ) tient compte des erreurs statistiques ( $\sigma_{stat.}$ ) et des erreurs systématiques liées au tracé du contour graphique ( $\sigma_{syst.}$ ):

$$\Delta N_i = \sqrt{\sigma_{stat.}^2 + \sigma_{syst.}^2} \quad (5.3)$$

On corrige ensuite, dans un premier temps, ce nombre par l'efficacité de la jonction Si ( $\varepsilon_{Si}$ ). Il s'agit plus précisément de l'efficacité liée à l'acquisition des données. Elle est obtenue en faisant, dans un intervalle de temps de vol contenant les noyaux incidents, le rapport entre le nombre de coups contenus dans le spectre bi-dimensionnel représentant la perte d'énergie versus temps de vol ( $N_{\Delta E-T}$ ) et celui dans le spectre mono-dimensionnel de temps de vol ( $N_T$ ):

$$\varepsilon_{Si} = \frac{N_{\Delta E-T}}{N_T} \text{ et } \frac{\Delta \varepsilon_{Si}}{\varepsilon_{Si}} = \frac{\sqrt{N_{\Delta E-T}}}{N_{\Delta E-T}} + \frac{\sqrt{N_T}}{N_T} \quad (5.4)$$

La figure 5.4 montre l'évolution de l'efficacité du détecteur Si en fonction du numéro de run. La perte d'efficacité initiale s'explique par le fait que le déclenchement individuel de la voie d'ADC utilisée ne marchait pas correctement. Après changement de celle-ci,

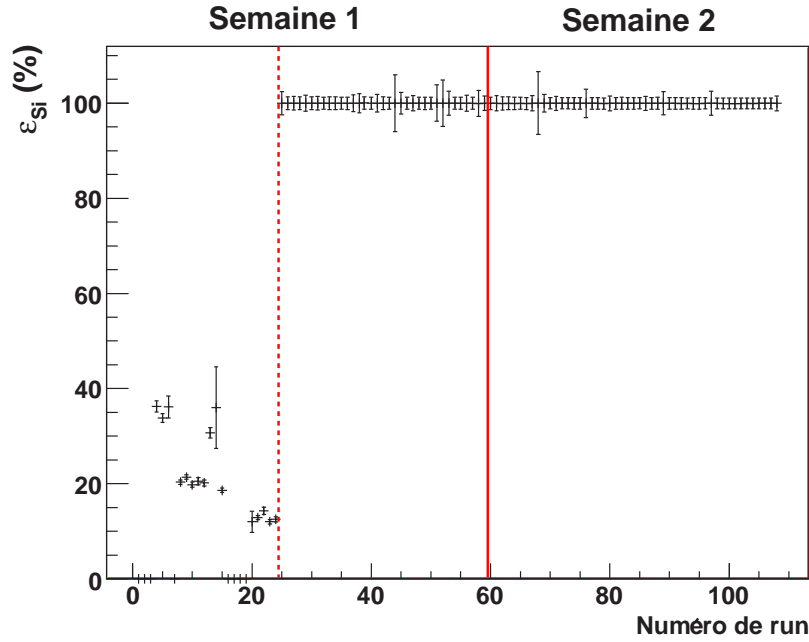


FIG. 5.4 – Courbe d'efficacité de la jonction Si. Les lignes rouges continue et discontinue marquent, respectivement, la séparation entre les runs de la semaine 1 et de la semaine 2 et la séparation entre les runs avec ou sans dysfonctionnement du détecteur.

la Si a atteint son mode de fonctionnement optimal, avoisinant une efficacité de 100 %.

L'efficacité du temps de vol ( $\varepsilon_T$ ) fut également déterminée en effectuant le rapport entre le nombre de coups non nul ( $N_{Tcond}$ ) du spectre en temps de vol sur son nombre de coups total ( $N_{Ttot}$ ):

$$\varepsilon_T = \frac{N_{Tcond}}{N_{Ttot}} \quad (5.5)$$

On observe, dans la figure 5.5 (à gauche), que l'efficacité de T oscille autour de 90% tout au long de l'expérience. Pour palier à cette perte, fut considéré en complément un autre temps de vol: celui entre le détecteur CATS et la haute fréquence du cyclotron. On réalise un OU logique entre les matrices d'identification obtenues pour chaque temps de vol. Par ailleurs, en cas de non fonctionnement de la jonction Si une coïncidence des tranches de temps de vol est aussi utilisée.

Après correction de  $N_i$  de ces pertes d'efficacité, la division par la durée du run corrigée du temps mort  $\tau$  de l'acquisition fourni par les échelles de comptage, permet d'obtenir les taux de particules incidentes sur la cible de Be. A noter qu'au cours de l'expérience, le temps mort de l'acquisition mesuré était relativement faible ( $0.84 \pm 0.28$  % en moyenne). Le tableau 5.1 récapitule les taux pour les principaux noyaux.

On observe que la cible de tantale offre un gain de production de 28% pour les noyaux de  $^{44}\text{S}$ , d'où la justification de son utilisation lors de la seconde semaine de

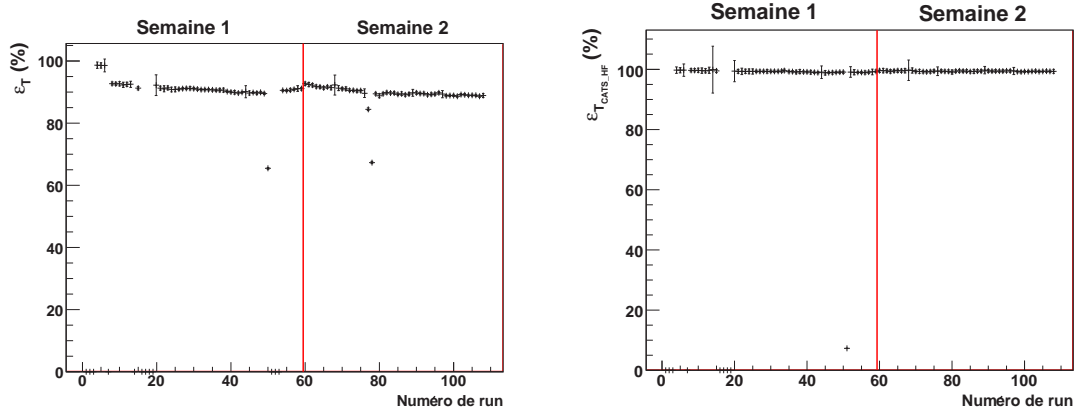


FIG. 5.5 – A gauche, courbe d'efficacité du temps de vol T entre la "galotte" et CATS. A droite, courbe d'efficacité du temps de vol  $T_{CATS-HF}$  entre CATS et la haute fréquence du cyclotron. La ligne rouge continue marque la séparation entre les runs de la semaine 1 et de la semaine 2.

Noyau	Taux de particules incidentes ( $s^{-1}$ )	
	Cible de C	Cible de Ta
$^{46}\text{Cl}$	$29 \pm 4$	$47 \pm 4$
$^{45}\text{Cl}$	$580 \pm 110$	$420 \pm 70$
$^{44}\text{S}$	$131 \pm 15$	$168 \pm 16$
$^{43}\text{S}$	$360 \pm 70$	$290 \pm 60$
$^{42}\text{S}$	$400 \pm 120$	$170 \pm 60$
$^{41}\text{P}$	$122 \pm 25$	$180 \pm 50$
$^{40}\text{P}$	$180 \pm 60$	$100 \pm 50$
$^{39}\text{P}$	$80 \pm 40$	$11 \pm 6$
$^{38}\text{Si}$	$39 \pm 13$	$18 \pm 10$

TAB. 5.1 – Taux de particules par seconde des principaux noyaux constitutifs du faisceau secondaire arrivant sur la cible de Be, produit à partir d'un faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  à 59.86 A MeV, d'intensité  $3.4\mu\text{A}$  et après passage dans l'ALPHA. Les valeurs mesurées pour chaque cible de production sont reportées.

mesures aux dépens de celle en carbone. Un tel changement permet d'accroître la statistique de la réaction  $^9\text{Be}$  ( $^{44}\text{S}$ ,  $^{42}\text{Si}$ )X mais ne modifie pas le taux de  $^{42}\text{Si}$  produits par noyau de  $^{44}\text{S}$  corrigé, c'est-à-dire la valeur de la section efficace de réaction. Nous allons voir, par la suite, comment il est possible de calculer cette grandeur à partir de SPEG, mais ,avant cela, procédons à sa calibration...

## 5.2 Calibration de l'ensemble de détection de SPEG

La calibration des détecteurs constitutifs de l'ensemble de détection SPEG s'effectuera dans le sens progression du faisceau. C'est pourquoi nous commencerons par les

chambres à dérive et poursuivrons par la chambre d'ionisation. Seul son signal temps étant utilisé, le plastique de SPEG ne requiert pas une étude spécifique.

### 5.2.1 Calibration des chambres à dérive

Par la mesure des positions en x et y des noyaux, les chambres à dérive (CD1 et CD2) de SPEG permettent la reconstruction dans le plan focal (situé entre ces dernières), des distributions en moment et angles de diffusion associés.

Leur calibration s'effectue par l'utilisation d'un faisceau pinceau. Dans notre cas, il s'agit d'un faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  ralenti, à 59.86 A MeV mesuré<sup>1</sup> correspondant à une rigidité magnétique  $B\rho_0=2.71332\text{ Tm}$  et d'intensité  $I=133\text{ nA}$ . On fait varier la rigidité magnétique du dipôle SPEG et on relève les positions en X et Y pour chaque plan de cathodes à pistes des chambres à dérive.

#### Calibration en X:

On note  $X_{11}$  et  $X_{12}$ , les positions mesurées par CD1 et  $X_{21}$  et  $X_{22}$  celles mesurées par CD2. La figure 5.6 A montre l'exemple du décalage en position  $X_{11}$  du faisceau incident observé pour différents réglages du  $B\rho$  de SPEG.

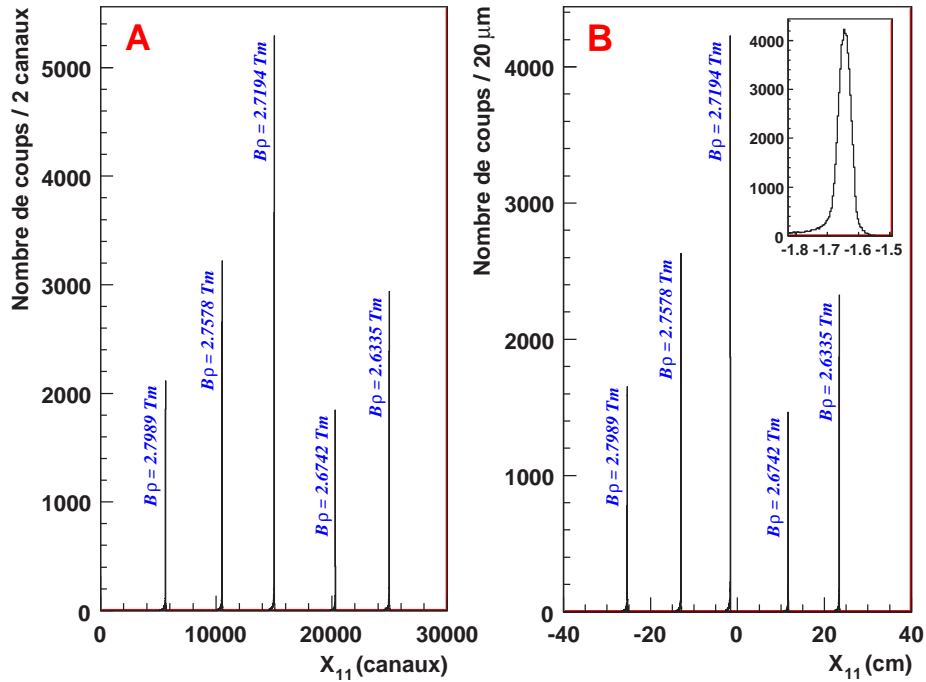


FIG. 5.6 – Les figures du haut représentent les positions en X du faisceau pinceau ( $^{48}\text{Ca}^{19+}$  à 59.86 A MeV) mesurées par la première cathode à pistes de la première chambre à dérive pour les différents réglages de rigidité magnétique de SPEG. B est l'équivalent de A mais étalonné. En insert, se trouve un zoom sur la distribution en position calibrée pour le cas  $B\rho=2.7194\text{ Tm}$ . Les figures du bas correspondent à la position en Y.

1. consigne étant de 60.3 A MeV

L'étalonnage en X de ces chambres à dérives commence par le tracé de chaque  $X_{ij}$  (en numéro de canal) en fonction de l'écart (en pourcent) de la rigidité magnétique de SPEG par rapport celle du faisceau pinceau  $\frac{B\rho_{SPEG}-B\rho_0}{B\rho_0}$  (cf. Fig. 5.7 du haut).

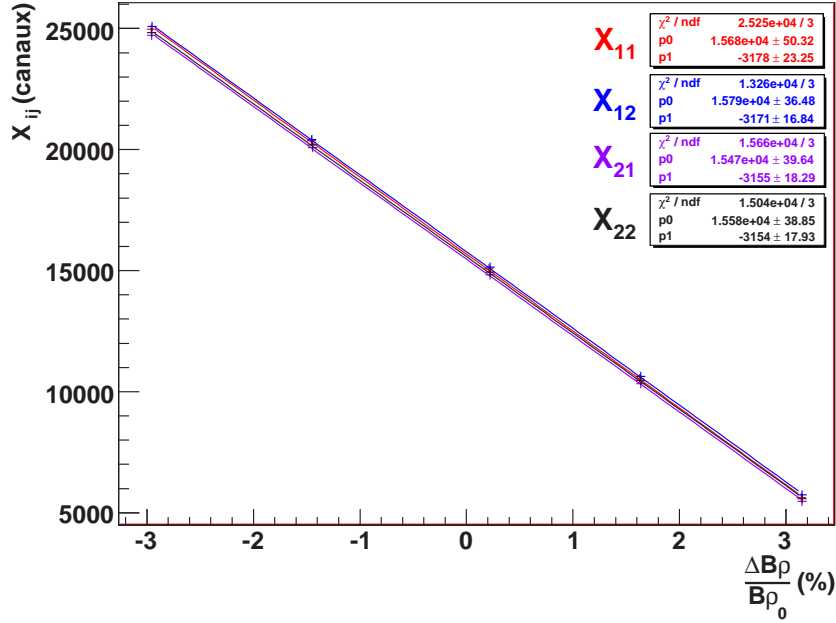


FIG. 5.7 – Courbes d'étalonnage représentant les positions  $X_{ij}$  du faisceau pinceau mesurées par le plan de pistes ( $X_{ij}$ ) en fonction de l'écart de rigidité magnétique de SPEG par rapport à celle du faisceau ( $\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0}$ ). Les ajustements effectués sont de type linéaire :  $y = p0 + p1.x$ .

Sachant qu'une variation de 1% de SPEG se traduit par un déplacement de 8 cm dans le plan focal, il est possible de convertir les positions  $X_{ij}$  en cm par la formule:

$$X_{ij}(cm) = \frac{8}{-\alpha_{ij}}[X_{ij}(canaux) - \beta_{ij}] \quad (5.6)$$

$\alpha_{ij}$ : pente p1 de la droite de calibration de  $X_{ij}$

$\beta_{ij}$ : ordonnée à l'origine p0 de la droite de calibration de  $X_{ij}$

La figure 5.6 B donne l'exemple de  $X_{11}$  après calibration. Le zoom, en insert, montre l'allure de la distribution en X des noyaux incidents par ce plan de pistes pour une rigidité de SPEG donnée. On observe la présence d'une traîne à gauche: il s'agit d'un effet secondaire sur le faisceau engendré par les réducteurs d'intensité présents pour cette étude. On note la finesse de la gaussienne dont la résolution est de  $\sigma=(0.22\pm0.02)\text{mm}$  et qui justifie l'appellation "faisceau pinceau".

### Calibration en Y:

De la même façon, on note  $Y_{11}$  et  $Y_{12}$ , les positions mesurées par CD1 et  $Y_{21}$  et  $Y_{22}$  celles mesurées par CD2. La position en Y est indépendante du  $B\rho$ . Elle est obtenue à partir du temps de dérives des électrons par rapport au déclenchement (plastique de SPEG).

La vitesse de dérive des électrons  $v$  étant connue (5 cm/ $\mu$ s soit  $4.88 \cdot 10^{-3}$  cm/canal), il est possible de convertir les positions  $Y_{ij}$  en cm par la formule:

$$Y_{ij}(cm) = v[Y_{ij}(canaux) - \beta_{ij}] \quad (5.7)$$

$\beta_{ij}$ : ordonnée à l'origine

### Recouvrement des informations en X et Y et efficacité de détection des chambres à dérive:

On détermine ensuite des positions, en X et Y, uniques pour CD1 et CD2 par les formules:

$$X_i = \frac{X_{i1} + X_{i2} + \delta}{2} \text{ et } Y_i = \frac{Y_{i1} + Y_{i2}}{2} \quad (5.8)$$

$\delta$ : facteur de correction lié au fait que les mesures en X des paires de cathodes à pistes sont décalées de 0.3 cm

Nous avons ainsi réalisé les calibrations des  $X_{ij}$  et  $Y_{ij}$  et vu que chaque chambre à dérive offre une double mesure de X et Y, agrandissant ainsi l'efficacité de détection: comme il existe une relation linéaire entre les 2 plans de cathodes, on peut déterminer l'un par rapport à l'autre, en cas de dysfonctionnements (pistes hors-service par exemple).

Apporter ce type de correction est d'autant plus important que la probabilité de détection d'un noyau dans la chambre diminue avec sa masse et explique pourquoi nous obtenons une efficacité globale plus importante que celle de [Sta03].

Le tableau 5.2, établi à partir d'un run où le faisceau secondaire passe directement dans SPEG (cf. Fig. 4.2 (gauche)), reporte pour quelques particules l'efficacité totale de détection simultanée par les chambres à dérive.

Noyau	Efficacité totale (%) (CD1 + CD2)
$^{45}\text{Cl}$	$99.9 \pm 2.6$
$^{42}\text{S}$	$99.8 \pm 3.0$
$^{39}\text{P}$	$99.8 \pm 3.1$
$^{36}\text{Si}$	$99.8 \pm 3.8$
$^{33}\text{Al}$	$99.7 \pm 3.3$
$^{30}\text{Mg}$	$99.6 \pm 3.5$
$^{27}\text{Na}$	$99.7 \pm 2.8$
$^{24}\text{Ne}$	$99.6 \pm 2.7$
$^{21}\text{F}$	$99.6 \pm 3.0$

TAB. 5.2 – Efficacités individuelles et totales des chambres à dérive en fonction du noyau détecté.

Il est possible ensuite, à partir de ces grandeurs, d'extraire les coordonnées des particules dans le plan focal...



**Reconstruction du plan focal:**

La figure 5.8 schématise la trajectoire d'une particule traversant les chambres à dérives (CD1 et CD2). Le plan focal de SPEG, en jaune sur le dessin, ne correspond nullement au plan (X,Y) localisé au milieu des chambres à dérives mais à la surface dont la normale fait environ  $8^\circ$  par rapport à l'axe optique. En réalité, il est très proche de CD1: voir figure 4.11 et annexe A pour l'extraction des positions  $Z_1$ ,  $Z_F$  et  $Z_2$  par rapport au quadrupôle Q41 pris comme référence des calculs.

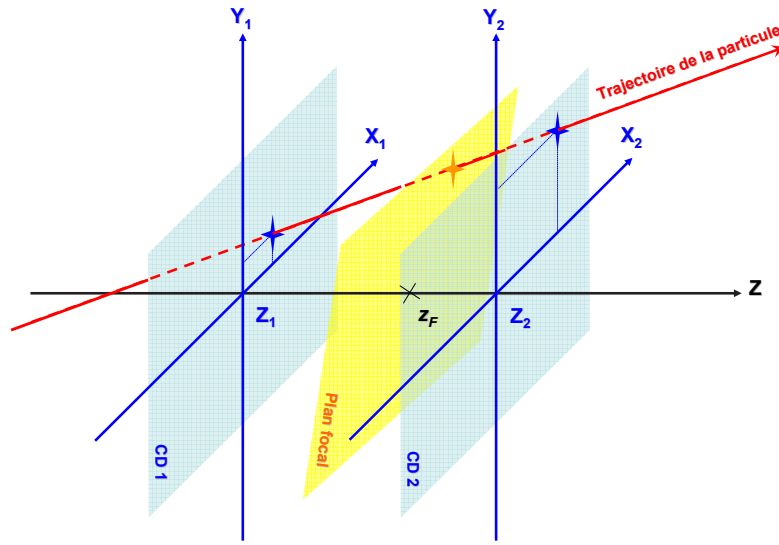


FIG. 5.8 – Trajectoire d'une particule traversant les chambres à dérives.

La figure 5.9 offre une vision, dans le plan (X,Z), de la trajectoire de la particule décrite par la figure 5.8. On obtient une image analogue dans le plan (Y,Z). On adoptera une notation similaire avec une substitution de x par y et un angle noté  $\varphi$  au lieu de  $\theta$ .

Si on suppose, comme dans cette représentation, un parcours linéaire de la particule entre les deux chambres à dérives localisées en  $Z_1$  et  $Z_2$ , il est possible de déterminer les équations du mouvement de la particule:

$$x = A_x \times z + B_x \text{ et } y = A_y \times z + B_y \quad (5.9)$$

avec

$$A_x = \tan(\theta) = \frac{X_2 - X_1}{Z_2 - Z_1} \text{ et } A_y = \tan(\varphi) = \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} \quad (5.10)$$

et

$$B_x = X_1 - A_x \times Z_1 \text{ et } B_y = Y_1 - A_y \times Z_1 \quad (5.11)$$

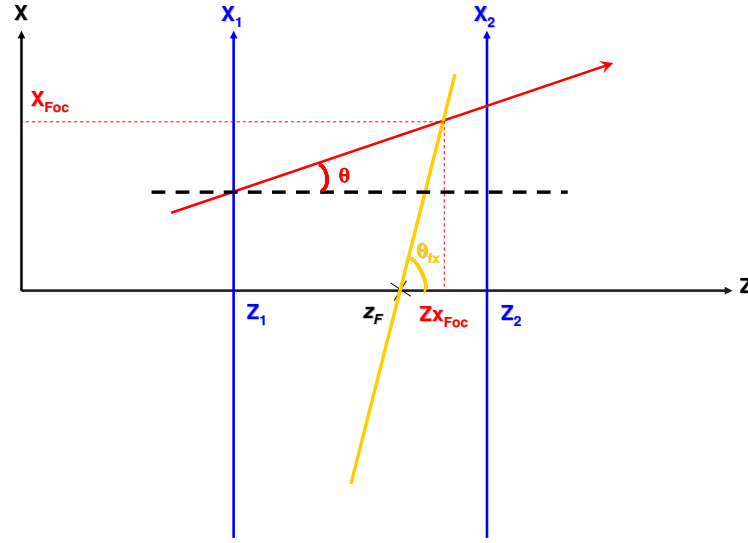


FIG. 5.9 – Trajectoire d'une particule traversant les chambres à dérive dans le plan  $(X, Z)$ .

Ce qui nous intéresse à proprement dit, c'est l'extraction des coordonnées de la particule dans le plan focal:  $X_{Foc}$  et  $Y_{Foc}$ . D'après la figure 5.9, nous avons:

$$X_{Foc} = \tan(\theta_{fx}) \times (Z_{xFoc} - Z_F) \text{ et } Y_{Foc} = \tan(\varphi_{fy}) \times (Z_{yFoc} - Z_F) \quad (5.12)$$

L'équation 5.9 permet d'écrire que:

$$X_{Foc} = A_x \times Z_{xFoc} + B_x \text{ et } Y_{Foc} = A_y \times Z_{yFoc} + B_y \quad (5.13)$$

Nous avons deux équations et deux inconnues à chaque fois. Il est possible ainsi de résoudre les systèmes:

$$X_{Foc} = A_x \times \frac{\tan(\theta_{fx}) * Z_F + B_x}{\tan(\theta_{fx}) - A_x} + B_x \text{ et } Y_{Foc} = A_y \times \frac{\tan(\varphi_{fy}) * Z_F + B_y}{\tan(\varphi_{fy}) - A_y} + B_y \quad (5.14)$$

Nous avons pu reconstruire, par cette méthode la distribution en positions  $X$  et  $Y$ , ainsi que les angles  $\theta$  et  $\varphi$  des particules du faisceau pinceau dans le plan focal. La partie haute de la figure 5.10 représente la distribution de  $X_{Foc}$  et  $Y_{Foc}$  dans le cas du réglage de la rigidité magnétique de SPEG à 2.7194 Tm. Etant donné que celle-ci est légèrement différente de celle des noyaux incidents, il est tout à fait normal que l'histogramme en  $X$  ne soit pas centré en 0. La partie basse, quant à elle, reporte les angles  $\theta$  et  $\varphi$  associés.

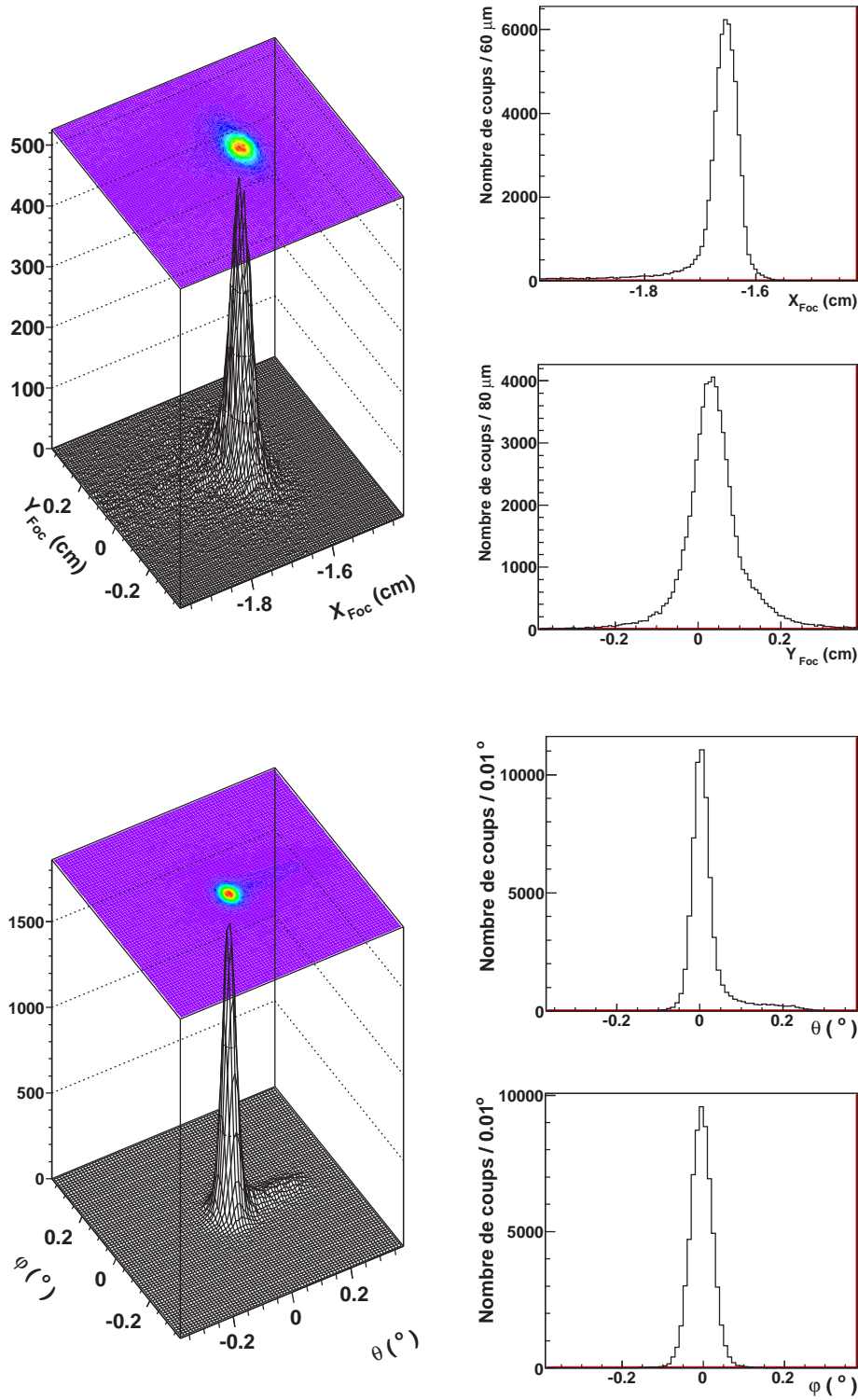


FIG. 5.10 – En haut: distributions des positions  $X$  et  $Y$  dans le plan focal des particules du faisceau pinceau de  $^{48}\text{Ca}^{19+}$  à 59.86 A MeV et pour une rigidité magnétique de SPEG réglée à 2.7194 Tm. En bas: distribution des angles  $\theta$  et  $\varphi$  associés.

### Calcul de la rigidité magnétique et des moments parallèles et perpendiculaires des noyaux:

A partir de l'équation 5.14 et sachant qu'une variation de  $B\rho$  correspond à une variation de 8 cm dans le plan focal, il est possible de déterminer la rigidité magnétique des particules traversant SPEG par la formule:

$$B\rho_p = B\rho_{SPEG} \left(1 + \frac{X_{Foc}}{800}\right) \quad (5.15)$$

$B\rho_p$ : rigidité magnétique de la particule incidente en Tm

$B\rho_{SPEG}$ : rigidité magnétique affectée au spectromètre en Tm

$X_{Foc}$ : position en X de la particule dans le plan focal exprimée en cm

Connaissant  $B\rho_p$ , le moment total p des fragments peut être dès lors déduit:

$$p(\text{MeV}/c) = B\rho_p(\text{Tm}) \times Q \times c(m.s^{-1}) \times 10^{-6} \quad (5.16)$$

$c$ : célérité de la lumière

$Q$ : charge de la particule

Les fragments considérés possèdent un moment total grand et, comme par ailleurs leurs angles d'émission sont relativement proches de zéro, nous pouvons considérer que la composante suivant l'axe z ( $p_z$ ), ou encore moment parallèle à l'axe du faisceau ( $p_{//}$ ), est approximativement égale à p:

$$p \simeq p_z = p_{//} \quad (5.17)$$

La figure 5.11 représente la quantité de mouvement d'une particule décrite dans un repère cartésien. Si on assimile l'axe z à celui du faisceau, on voit que, pour une particule faiblement déviée, l'égalité 5.17 est vérifiée.

Le moment perpendiculaire quant à lui est défini comme suit:

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (5.18)$$

avec :

$$p_x = p_z \times \tan(\theta) \quad (5.19)$$

$$p_y = p_z \times \tan(\varphi) \quad (5.20)$$

ou encore:

$$p_{\perp} = p_z \times \tan(\varsigma) \quad (5.21)$$

avec :

$$\varsigma = \frac{\sqrt{\tan(\theta)^2 + \tan(\varphi)^2}}{\sqrt{1 + \tan(\theta)^2 + \tan(\varphi)^2}} \quad (5.22)$$

$\varsigma$ : angle que fait la particule par rapport à l'axe du faisceau, appelé aussi angle de diffusion du fragment.

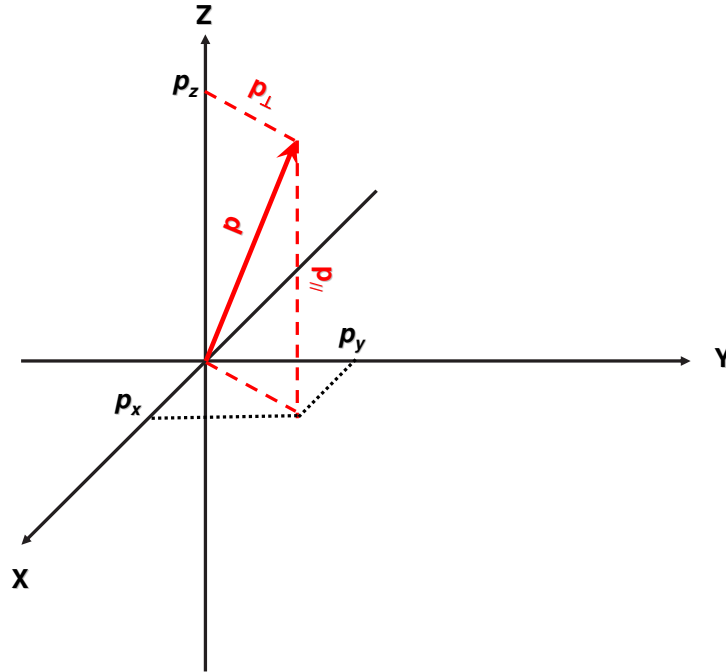


FIG. 5.11 – Quantité de mouvement d'une particule décrite dans un repère cartésien ortho-normé.

Il est bon de rappeler que les angles  $\theta$  et  $\varphi$  ne correspondent pas aux angles caractéristiques du système de coordonnées sphériques mais à ceux mesurés respectivement, dans les plans  $(X,Z)$  et  $(Y,Z)$  (cf. Fig. 5.9) par les chambres à dérive.

Par la suite, la résolution associée aux angles  $\varphi$  étant moins précise, la composante  $p_y$  ne sera pas prise en compte et il sera fait référence à  $p_x$  lorsque le terme moment perpendiculaire ou tranverse sera évoqué.

Le figure 5.12 montre l'exemple des grandeurs ainsi reconstruites dans le cas du faisceau pinceau de  $^{48}\text{Ca}^{19+}$ . La rigidité magnétique du faisceau pinceau reste constante. Seule celle de SPEG varie. La calibration des chambres à dérive permet de fournir la rigidité magnétique réelle de la particule. Il est donc possible de sommer la statistique de l'ensemble des enregistrements avec le faisceau pinceau après calibration des chambres à dérive .

Du reste, en présence de la cible, l'étude des moments des fragments émis devra tenir compte de la distribution intrinsèque du faisceau secondaire et de l'élargissement dû aux diffusions multiples dans la cible pour pouvoir quantifier la composante liée au mécanisme de réaction.

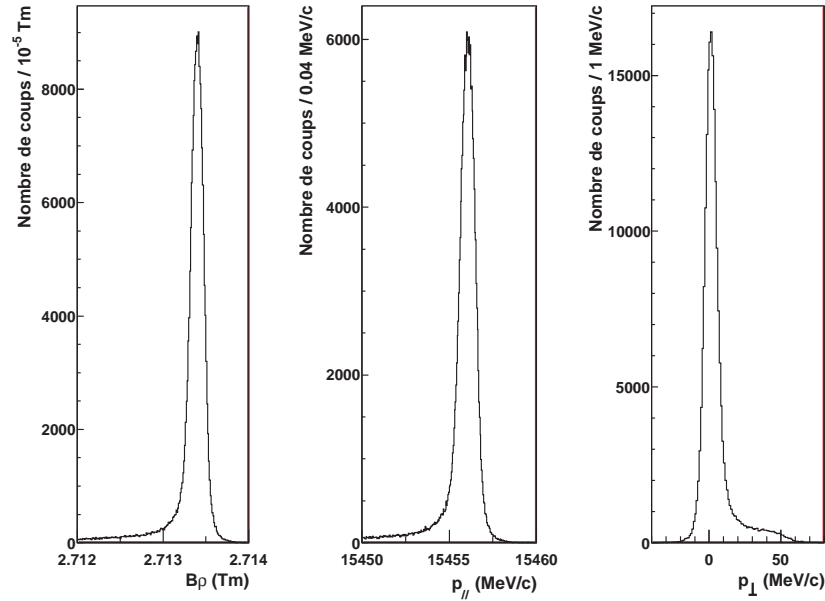


FIG. 5.12 – Reconstructions de la rigidité magnétique ( $B\rho$ ) et des distributions en moment ( $p_{||}$  et  $p_{\perp}$ ) effectuées par le spectromètre SPEG dans le cas d'un faisceau incident de  $^{48}\text{Ca}^{19+}$  à 59.86 A MeV.

Nous avons ainsi procédé à la calibration des chambres à dérive. Il reste maintenant à réaliser celle de la chambre d'ionisation...

### 5.2.2 Calibration de la chambre d'ionisation

Au cours de l'expérience, les noyaux issus de la fragmentation du faisceau secondaire dans la cible de beryllium peuvent être générés par de multiples voies de réactions (knockout d'un ou plusieurs nucléons). Grâce à la chambre d'ionisation de SPEG qui fournit une perte d'énergie  $\Delta E$ , combinée à un temps de vol T (comme par exemple celui entre le plastique de SPEG et le détecteur CATS), il est possible de séparer et d'identifier ces fragments. Les efficacités de la CHIO et du temps de vol sont constantes dans le temps et relativement élevées :  $(99.96 \pm 0.01)\%$  et  $(99.90 \pm 0.01)\%$  respectivement. La matrice d'identification, construite à partir de ces derniers, offre donc une efficacité totale de l'ordre de 100 %.

La figure 5.13 (gauche) offre une vision de cette dernière non calibrée pour un ensemble de runs. SPEG détecte non seulement les fragments de réaction mais aussi de nombreux états de charge du faisceau incident. Ceux-ci correspondent aux noyaux projectiles qui ont récupéré un électron dans la cible (majoritairement) sans interagir avec elle d'un point de vue nucléaire. Il faut faire des sélections dans la matrice des noyaux incidents pour pouvoir visualiser les noyaux d'intérêt. La figure 5.13 à droite offre un exemple avec le  $^{44}\text{S}$  incident comme condition. On voit que le spectre se purifie mais il n'est cependant pas possible de faire la séparation entre les noyaux d'une même chaîne isotopique.

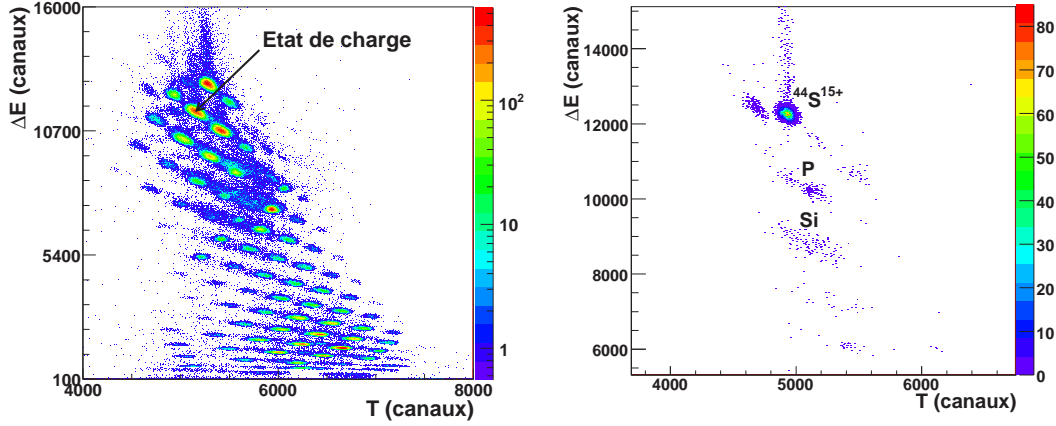


FIG. 5.13 – A gauche : Matrice d'identification non calibrée des fragments produits et états de charge (construite avec un lot de données réduites). A droite : même matrice mais conditionnée par les noyaux incidents de  $^{44}\text{S}$ .

Comme pour la matrice d'identification des noyaux incidents, il faut apporter un certain nombre de corrections pour avoir une figure étalonnée et une bonne séparation en masse :

- Après s'être affranchi des effets de dérive dans le temps du signal de la chambre d'ionisation par l'ajout d'un facteur multiplicatif, il est possible de déterminer la perte d'énergie des résidus de fragmentation à partir du code LISE, connaissant l'épaisseur effective de la CHIO (cf. chapitre précédent).
- Il faut ensuite procéder à l'étalonnage du signal temps T :

Cette fois-ci, l'équation 5.2 n'est pas toujours vérifiée. En effet, toutes les particules ne possèdent pas la même longueur de trajectoire. La longueur parcourue par un noyau, notée  $l_{vol}$ , est donnée par la formule [Gar94] :

$$l_{vol} = l_0(1 + T_x \cdot X_{Foc} + T_\theta \cdot \theta) \quad (5.23)$$

$l_0$  : longueur de la trajectoire centrale.

$T_x$  et  $T_\theta$  : coefficients de corrections à déterminer.

On en déduit alors le temps de vol corrigé  $T_{cor}$  :

$$T_{cor} = T(1 + T_x \cdot X_{Foc} + T_\theta \cdot \theta) \propto \frac{A}{Q} \quad (5.24)$$

Les coefficients de corrections  $T_x$  et  $T_\theta$  correspondent aux pentes des droites représentant le temps de vol (T en ns) en fonction, respectivement, de la position en X dans le plan focal ( $X_{Foc}$  en cm) et de l'angle dans le plan (X,Z) ( $\theta$  en °) (cf. Fig. 5.14).

A partir de là, on obtient une matrice d'identification des noyaux résiduels calibrée, représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  (en MeV) en fonction du rapport  $\frac{A}{Q}$  (cf. Fig. 5.15). On voit, cette fois-ci, qu'il est possible de discriminer les différents noyaux d'une chaîne

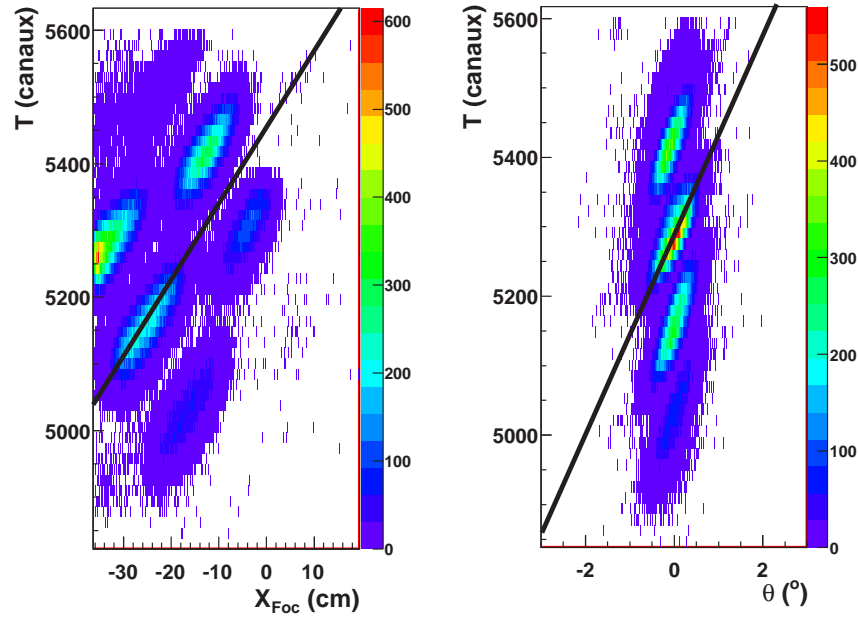


FIG. 5.14 – Figure représentant le temps de vol de certains noyaux détectés dans SPEG en fonction, à gauche et à droite respectivement, de la position en  $X$  dans le plan focal et de l'angle  $\theta$  dans le plan  $(X, Z)$ . Connaissant la vitesse des particules, il est possible de calibrer  $T$  en ns. Après cet étalonnage, les pentes des droites (notées  $T_x$  (gauche) et  $T_\theta$  (droite)) permettront la correction du signal temps.

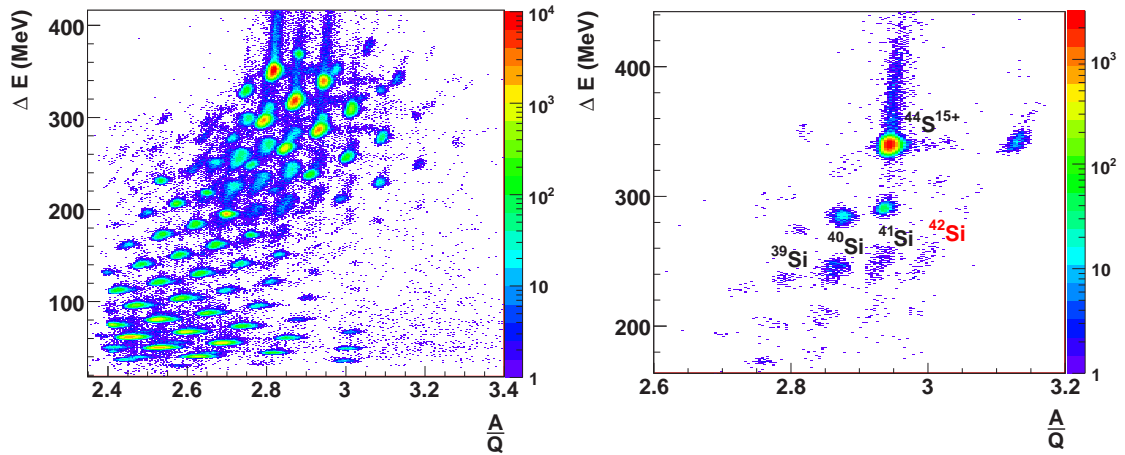


FIG. 5.15 – A gauche : Matrice d'identification calibrée des fragments produits et états de charge pour les runs de la semaine 2. A droite : même matrice mais conditionnée par les noyaux incidents de  $^{44}\text{S}$ .

isotopique.

Grâce à cette matrice, après correction en efficacité, il est possible de déterminer le nombre de noyaux d'une espèce produits à partir d'un certain noyau incident à une



vitesse donnée, c'est-à-dire la section efficace de réaction...

### 5.3 Principe d'extraction des sections efficaces de réaction

Considérons la réaction  $\text{Be(P,F)X}$ . On note  $N_P$  et  $N_F$  les nombres de noyaux projectiles et fragments produits respectivement. La section efficace de cette réaction  $\sigma$  est donnée par la formule:

$$\sigma = \frac{N_F \times A}{N_P \times \varepsilon \times N_a \times e} \quad (5.25)$$

$A$ : nombre de masse de la cible

$e$ : épaisseur de la cible ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )

$N_a$ : nombre d'Avogadro

$\varepsilon$ : efficacité totale du dispositif expérimental

L'épaisseur de la cible de beryllium a été recalculée ( $195 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) (cf. annexe B). Nous avons vu précédemment comment obtenir  $N_P$  (correspond à la somme des  $N_i$ ) et  $N_F$ .  $\varepsilon$  combine non seulement les efficacités de détection  $\varepsilon_{det}$  que nous avons déterminées mais aussi l'acceptance du spectromètre  $\varepsilon_a$ , que l'on peut calculer par la construction des distributions en moment parallèle et transversal.

Nous avons ainsi en main tous les éléments pour l'extraction des sections efficaces. Ces dernières seront exposées dans le chapitre "résultats et interprétation".

Un seul doute subsiste néanmoins : avons-nous la présence d'un contaminant, tel qu'un état de charge, dans la matrice des noyaux incidents au vu de la distribution non gaussienne du temps de vol?

### 5.4 Etude de la présence éventuelle d'états de charge dans le faisceau secondaire

Pour cette étude, des calculs furent effectués avec le code de simulation LISE pour les principaux noyaux incidents. Les rigidités magnétiques que sont susceptibles d'avoir leur état de charge ( $Z-1$ ) et les principaux fragments issus de leur fragmentation sur une cible de Be de 1 mm d'épaisseur, après passage dans  $50 \mu\text{m}$  de Si, ont été déterminées. L'hypothèse selon laquelle les fragments sont produits au milieu de la cible fut choisie et les  $Q$  de réaction calculés à partir des énergies de liaison fournies par [Aud03]. Les calculs furent réalisés pour les deux semaines de mesures. Comme les résultats obtenus sont quasiment identiques, ont été reportés en annexe B uniquement ceux pour la première semaine. La figure 5.16 regroupe les valeurs obtenues dans le cas d'un noyau incident de  $^{42}\text{S}$ . Ce dernier fut choisi comme exemple pour cette étude car il possède plus de statistiques que le  $^{44}\text{S}$ .

Afin de s'affranchir des effets d'acceptance qui pourraient apporter des biais expérimentaux, nous avons considéré des fragments centrés dans le plan focal et pour lesquels

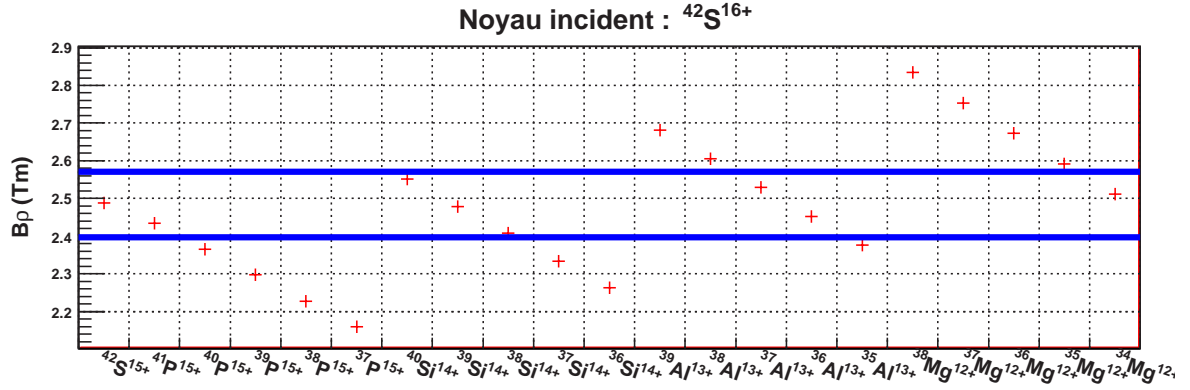


FIG. 5.16 – *Calculs LISE des rigidités magnétiques que sont susceptibles d'avoir les principaux noyaux produits par la fragmentation des noyaux incidents de  $^{42}\text{S}$  dans les conditions proches de celles de l'expérience. Les lignes bleues symbolisent les limites en acceptance de SPEG.*

nous avons le maximum de statistiques, comme par exemple les particules de  $^{39}\text{Si}$  produites suite à la perte des 2 protons du  $^{42}\text{S}$ .

On voit dans la figure 5.17 que la forme de l'histogramme du temps de vol des noyaux générateurs de ces fragments ne diffère pas de celle de la distribution totale des noyaux incidents de  $^{42}\text{S}$  renormalisée. Si on avait observé une répartition uniquement sur une partie de cette distribution, on aurait alors pu imaginer l'existence d'un état de charge dont il aurait fallu quantifier le taux.

Le temps de vol des noyaux incidents ne semble tout simplement pas se répartir de manière gaussienne. Ceci peut résulter d'un effet de la cible de production et de l'acceptance du spectromètre ALPHA.

Dans ce chapitre, dédié à l'étude des ions lourds, ont été exposés les principes d'extraction des caractéristiques des noyaux incidents et fragments de réaction. Les résultats obtenus, notamment concernant les sections efficaces de réaction, seront exposés dans le chapitre 7.

Va être évoqué, maintenant, le principe des calibrations de l'énergie des rayonnements émis en vol qui permettra d'extraire, par la suite, les schémas de niveaux des noyaux émetteurs.

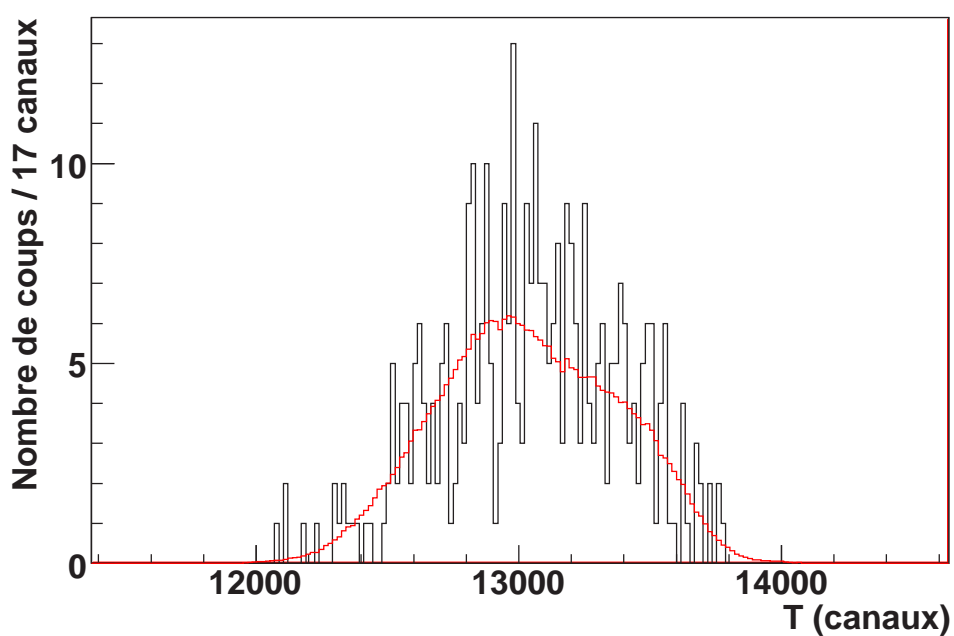


FIG. 5.17 – En noir: distribution en temps de vol des noyaux incidents de  $^{42}\text{S}$  ayant générés la production de  $^{39}\text{Si}$ . En rouge: distribution en temps de vol de tous les noyaux de  $^{42}\text{S}$  normalisée au maximum de la précédente. Le temps de vol en question est celui entre le détecteur CATS et la haute fréquence du cyclotron.

# Chapitre 6

## Partie gamma : Principe des calibrations en énergie illustré par le spectre gamma de la réaction ${}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$

Par collisions avec la cible localisée dans SPEG, les particules du faisceau secondaire perdent un ou plusieurs nucléons. Les fragments créés peuvent se trouver dans un état excité et se désexciter par l'émission en vol d'un gamma.

Ce chapitre est dédié à l'étude de ces rayonnements. Il y est exposé l'ensemble des corrections et étalonnages à apporter sur les énergies mesurées pour pouvoir construire, à terme, les schémas de niveaux. Il est complémentaire au chapitre précédent.

Pour illustrer notre propos, nous allons nous appuyer sur l'évolution du spectre d'émission du  ${}^{40}\text{Si}$  - produit par knockout de 1 proton à partir du  ${}^{41}\text{P}$  - après chaque étape de calibration. L'interprétation des transitions observées sera faite dans la partie dédiée aux résultats et interprétations.

### 6.1 Calibration en énergie, correction Doppler et effets relativistes

La première étape des calibrations consiste en l'étalonnage individuel en énergie des détecteurs  $\text{BaF}_2$  pour pouvoir faire, par la suite, une étude sur le spectre somme de ceux-ci. Pour cela, les sources d' ${}^{152}\text{Eu}$ ,  ${}^{60}\text{Co}$ ,  ${}^{137}\text{Cs}$  et  ${}^{22}\text{Na}$  disponibles au GANIL furent utilisées. Une telle opération ne nécessite pas le positionnement de ces dernières à la place de la cible et a été réalisée toutes les douze heures pour corriger, au mieux, la dérive de certains photomultiplicateurs.

Cette étape est néanmoins insuffisante pour la visualisation des spectres en ligne. En effet, les gamma étant émis en vol, les énergies mesurées par les détecteurs doivent être corrigées de l'effet Doppler. Les deux conséquences majeures de celui-ci sont résumées dans la figure 6.1:

- On observe un décalage entre les énergies détectées et l'énergie réelle émise. Il est

fonction du cosinus de l'angle de détection par rapport à la direction de propagation du noyau. Cet effet est, de ce fait, maximal aux faibles et très grands angles et nul pour un détecteur positionné à  $90^\circ$  de l'axe du faisceau, contrairement à la résolution.

- On note également un élargissement des pics. Pour une énergie donnée, il est d'autant plus marqué que l'observation s'effectue perpendiculairement à l'axe du faisceau (lié à la dépendance en  $\sin\theta$ )<sup>1</sup>.

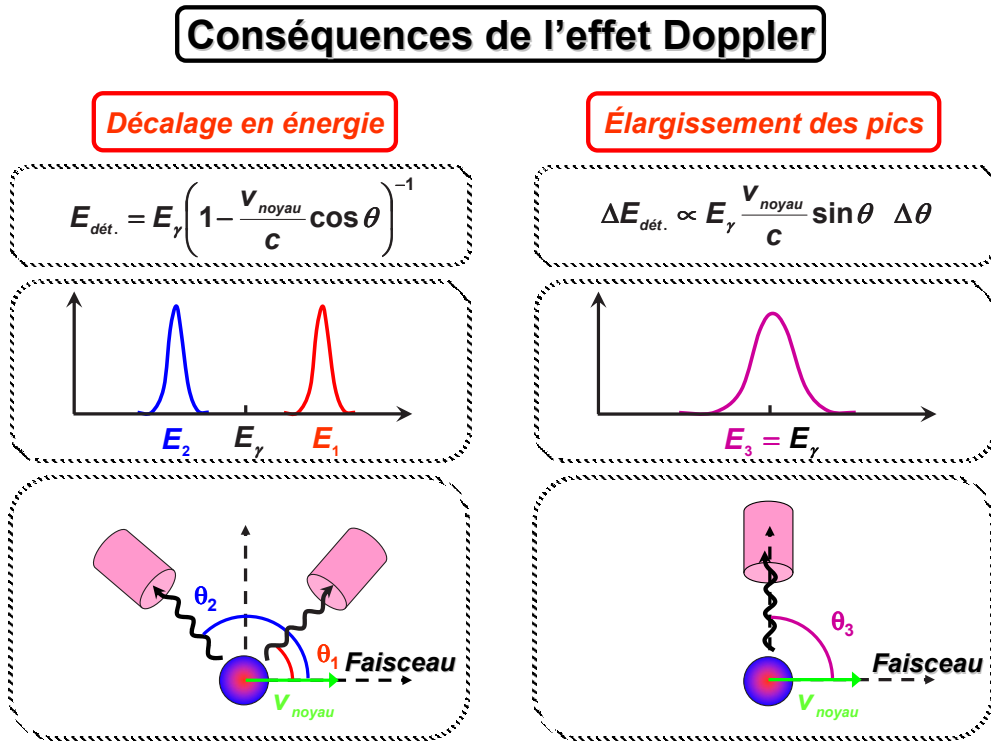


FIG. 6.1 – Conséquences de l'effet Doppler sur les spectres en énergie détectée

Connaissant la position en x, y et z de chaque détecteur, le calcul de l'angle est possible. Les détecteurs peuvent être groupés en 21 paquets d'angle identique par rapport à l'axe du faisceau.

Concernant la vitesse  $\beta = \frac{v}{c}$ , elle est déterminée pour chaque réaction, en supposant que cette dernière a lieu au milieu de la cible (cf. Annexe B). Par exemple, pour les réactions  ${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{42}\text{Si})\text{X}$  et  ${}^9\text{Be}({}^{41}\text{S}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$  elle vaut respectivement, 0.2787 et 0.2862.

De manière générale  $\beta$  est compris entre 0.27 et 0.29. Nous avons donc des particules qui se trouvent émises avec une vitesse proche de celle du projectile, soit le tiers de la vitesse de la lumière. C'est pourquoi il faut tenir compte également des effets relativistes ("boost" de Lorentz) en multipliant l'énergie détectée par le facteur  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ .

1. cet angle ne correspond nullement au  $\theta$  défini dans le chapitre précédent

Une autre conséquence immédiate du contexte relativiste est le changement d'angle solide apparent des détecteurs suivant la formule :

$$\frac{d\Omega_{LAB}}{d\Omega_{CM}} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta\cos\theta)^2} = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta\cos\theta)^2} \quad (6.1)$$

$d\Omega_{LAB}$  : angle solide sous-tendu par le détecteur dans le référentiel du laboratoire.

$d\Omega_{CM}$  : angle solide sous-tendu par le détecteur dans le repère propre du noyau émetteur, dit référentiel du centre de masse.

La figure 6.2 montre qu'on a une diminution de l'angle solide apparent, soit une contraction des longueurs, pour les détecteurs situés à l'avant ( $\theta \lesssim 82^\circ$ ) et inversement pour ceux situés à l'arrière ( $\theta \gtrsim 82^\circ$ ).

Tout comme celle de la résolution, l'efficacité individuelle des détecteurs se trouve modifiée à son tour. Nous allons voir, par la suite, comment il a été possible de déterminer la courbe d'efficacité totale expérimentale dans le référentiel du centre de masse.

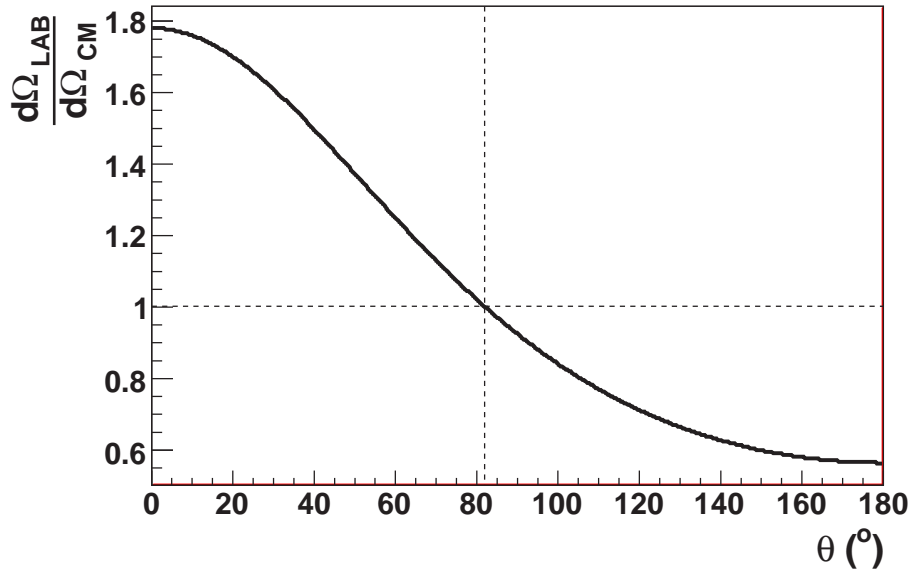


FIG. 6.2 – Variation relative de l'angle solide apparent d'un détecteur en fonction de son angle  $\theta$  par rapport à l'axe du faisceau (calcul avec  $\beta=0.28$ ).

Au final, afin d'obtenir l'énergie réelle de la transition émise  $E_\gamma$ , l'énergie détectée  $E_{det.}$  par chaque BaF<sub>2</sub> devra être corrigée suivant la formule :

$$E_\gamma = E_{det.} \times \frac{1 - \beta\cos\theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (6.2)$$

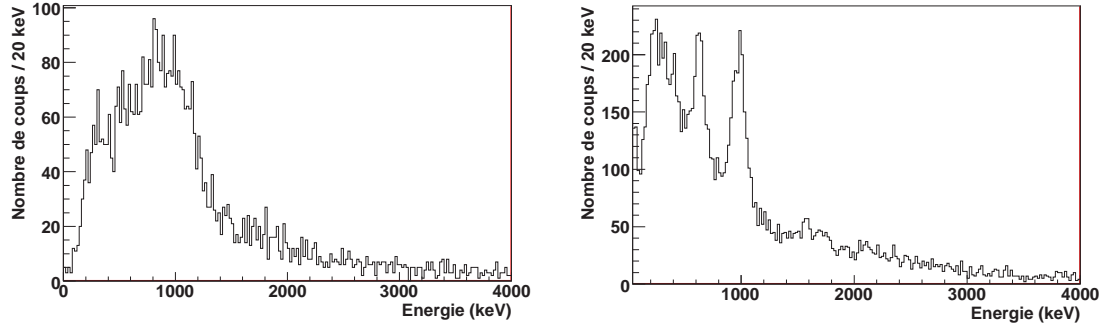


FIG. 6.3 – A gauche: spectre du  $^{40}\text{Si}$  uniquement calibré en énergie. A droite : le même spectre avec correction des effets Doppler et relativistes.

	pic n°1	pic n°2
Energie (keV)	$630 \pm 8$	$984 \pm 8$
$\sigma$ (keV)	$37 \pm 5$	$59 \pm 4$
$N_{pic}$	$666 \pm 37$	$1030 \pm 97$
$\frac{N_{pic}}{N_{fond}}$ (%)	$21 \pm 2$	$49 \pm 3$

TAB. 6.1 – Tableau résumant les caractéristiques des pics observés dans la figure 6.3.

La figure 6.3 montre l'allure du spectre somme du  $^{40}\text{Si}$ , avant et après cette correction. On observe deux pics principaux dont les caractéristiques - obtenues en effectuant des ajustements gaussiens tenant compte d'un fond linéaire local - sont résumées dans le tableau 6.1.

On observe un bruit de fond à basse énergie très élevé comme nous le montrent les rapports entre le nombre de coups dans le pic  $N_{pic}$  et le nombre de coups de bruit de fond  $N_{fond}$  présent dans cette zone d'énergie.

L'origine du bruit de fond est diverse:

- Certains coups proviennent de la coïncidence fortuite du fragment détecté dans SPEG (trigger de l'acquisition) et des particules légères (principalement des neutrons) ou gamma provenant de la radioactivité ambiante également vues par les BaF<sub>2</sub>.
- Une autre partie est liée tout simplement à l'effet Compton dans les détecteurs.
- Les ions accélérés peuvent interagir avec le noyau des atomes de l'enceinte, provoquant une émission secondaire de rayonnements X,  $\gamma$  ou corpusculaire caractéristiques. Les deux sections qui suivent abordent les méthodes employées pour minimiser chacune de ces deux composantes de bruit de fond.

## 6.2 Sélection sur le "pic prompt"

Chaque détecteur BaF<sub>2</sub> touché engendre un signal temps (STOP) par le biais de la sortie dynode du photomultiplicateur qui, couplé à celui fourni par le détecteur CATS (START) et conditionné par le trigger de l'acquisition (plastique de SPEG), fournit un

spectre temps associé à chaque fragment de réaction sélectionné par le spectromètre SPEG. La figure 6.4.B montre l'allure du spectre temps "somme" de tous les détecteurs, conditionné par le trigger principal de l'acquisition (SPEG). On observe:

- dans la figure en insert à la figure 6.4.B, un fond continu (ligne verte) qui correspond à des coïncidences fortuites avec la radioactivité ambiante.
- un pic très fin de résolution  $\sigma = 769 \pm 3$  ps à 2000 ns. Il est communément appelé "pic prompt" et correspond aux événements pour lesquels on observe une bonne coïncidence entre le fragment qui a déclenché le plastique de SPEG et les gamma émis par celui-ci.
- un épaulement à sa droite qui correspond à de mauvaises coïncidences avec des particules légères.

La somme des spectres (conditionnés par SPEG) représentant l'énergie mesurée en fonction du paramètre temps de chaque détecteur BaF<sub>2</sub> opérationnel au cours de l'expérience est reportée dans la figure 6.4.A. On observe qu'il est difficile de séparer les événements associés à ces particules légères des bons événements, surtout à basse énergie. Dans la figure 6.4.C, nous avons volontairement imposé les deux triggers comme condition (SPEG et Si÷) afin de maximiser cet effet. La figure 6.4.D correspond au spectre temps mono-dimensionnel associé et permet de montrer la validité de la fenêtre en temps sur les bons événements que nous avons adoptée pour la suite (lignes rouges).

La figure 6.5 montre le spectre de <sup>40</sup>Si avec la condition supplémentaire sur le pic prompt et le tableau 6.2 résume les caractéristiques des deux principaux pics. On observe une nette amélioration du rapport pic sur bruit, surtout pour celui à plus basse énergie.

	pic n°1	pic n°2
Energie (keV)	632±9	984±9
$\sigma$ (keV)	43±5	59±4
$N_{pic}$	661±42	1011±94
$\frac{N_{pic}}{N_{fond}}$ (%)	51±5	93±4

TAB. 6.2 – Tableau résumant les caractéristiques des pics observés dans la figure 6.5.

Il reste maintenant à minimiser le fond résiduel dont une partie provient de l'effet Compton...

## 6.3 Utilisation de la procédure de traitement dite "add-back"

L'émission d'un photon d'énergie  $h\nu$  correspond à un des processus de désexcitation des noyaux. Celui-ci interagit avec le scintillateur solide en BaF<sub>2</sub> suivant l'un des trois processus suivant:

### Par effet photoélectrique:

Le photon transmet, dans ce cas, la totalité de son énergie à un atome de la matière



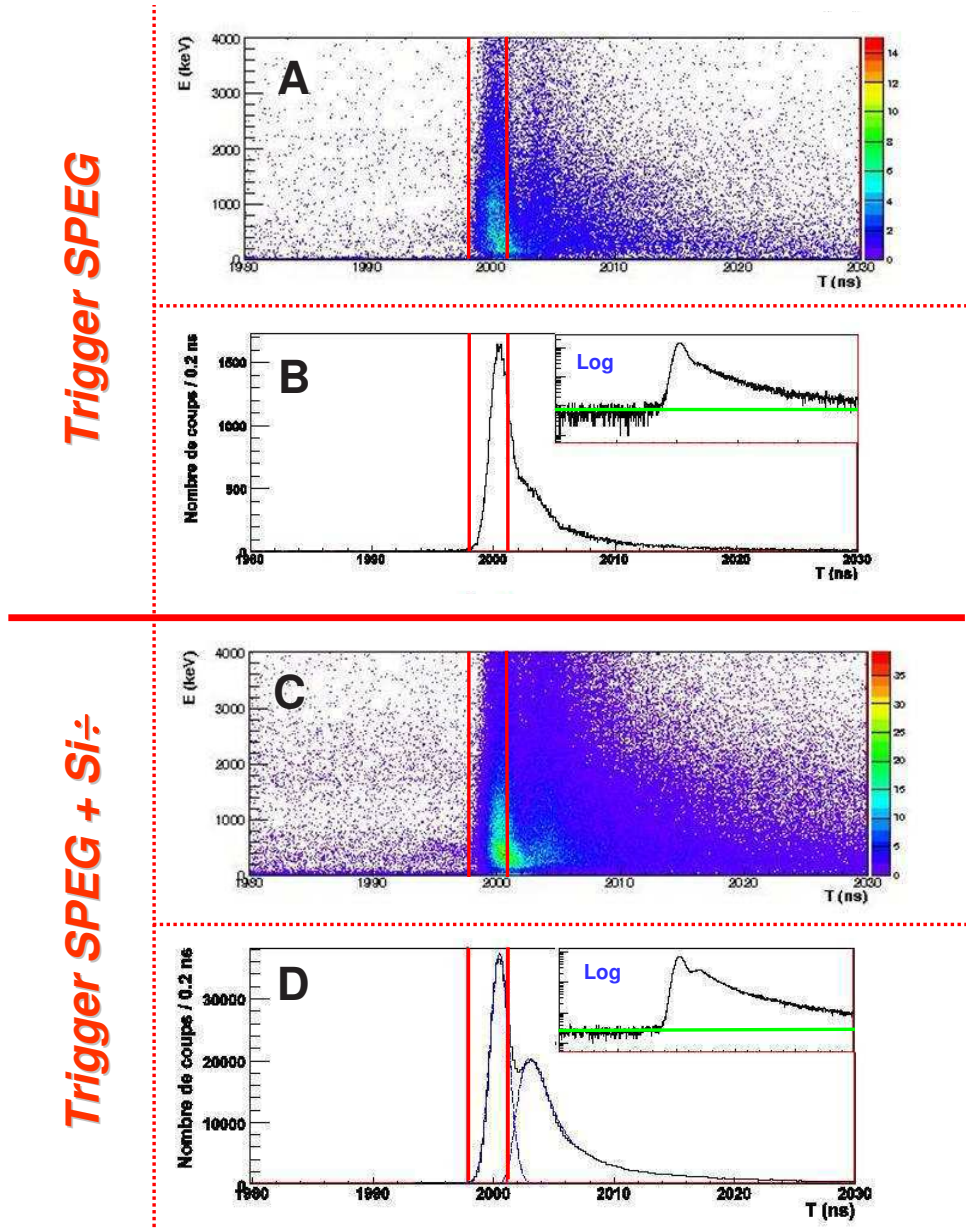


FIG. 6.4 – B et D correspondent aux spectres en temps entre les signaux fournis par les détecteurs  $\text{BaF}_2$  (STOP) et CATS (START) pour l'ensemble du Château de Cristal, avec une condition sur le trigger SPEG pour le premier et (SPEG +  $\text{Si}\div$ ) pour le second. Le fond est visible dans la représentation logarithmique en insert. A et C correspondent aux spectres bi-dimensionnels de ces signaux temps avec le spectre en énergie fourni pour l'ensemble des détecteurs, en conservant les mêmes conditions sur les triggers. Les lignes rouges correspondent aux coupures que nous avons adoptées.

du détecteur. Ainsi, sur le spectre en énergie déposée dans celui-ci, la position du pic photoélectrique fournit directement l'énergie du  $\gamma$  incident.

Ce processus d'interaction rayonnement matière est dominant pour des photons peu

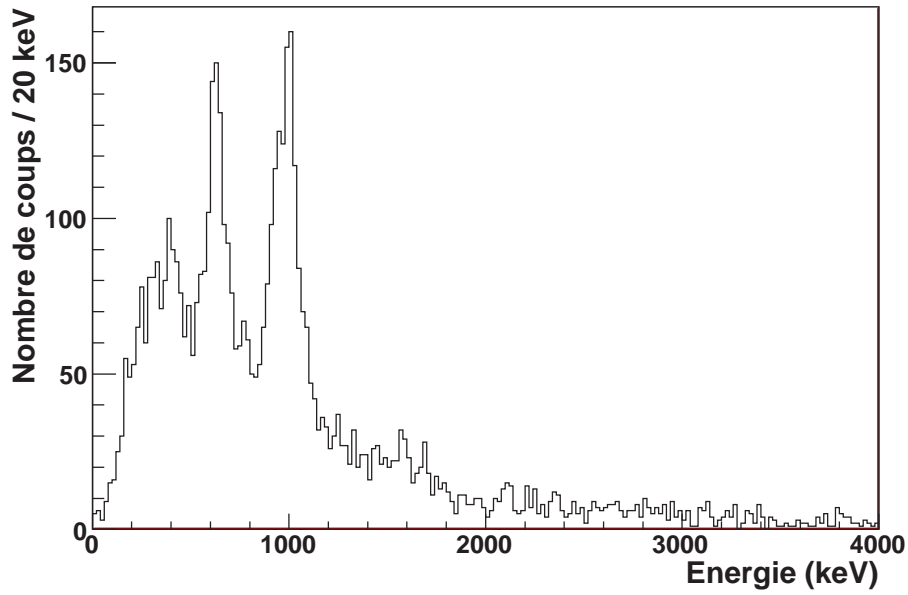


FIG. 6.5 – Spectre du  $^{40}\text{Si}$  avec la sélection sur le "pic prompt" supplémentaire.

énergétiques : de quelques keV à quelques centaines de keV (cf. Fig. 6.6).

#### Par création de paires:

Le  $\gamma$ , en présence de matière, va se matérialiser en un électron et un positron. Pour qu'il y ait création de cette paire  $e^-e^+$ , il faut que l'énergie du photon incident soit supérieure à 1022 keV.

#### Par effet Compton:

Le photon  $h\nu$  peut interagir avec un électron libre ou peu lié du milieu de détection et lui transmettre une partie de son énergie cinétique.

Suite à cela, le photon est diffusé avec une énergie  $h\nu'$  qui dépend de son angle de diffusion  $\theta$  par rapport à sa direction de propagation initiale:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (6.3)$$

$m_e$  : masse de l'électron (511 keV/c<sup>2</sup>)

L'énergie déposée dans le détecteur par effet Compton est égale à l'énergie cinétique communiquée à l'électron.

Ce processus est dominant pour les  $\gamma$  dont l'énergie est comprise entre quelques centaines de keV et quelques MeV.

La figure 6.6 permet de visualiser l'importance relative des différents processus d'interaction d'un photon dans un BaF<sub>2</sub> en fonction de son énergie.

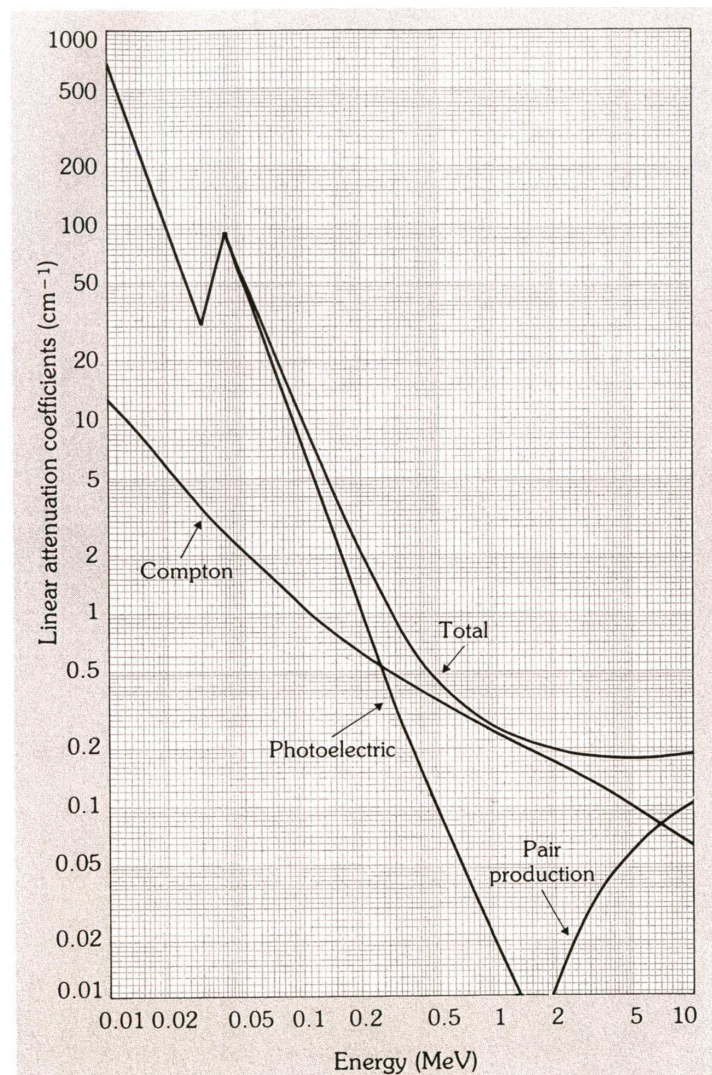


FIG. 6.6 – Coefficients d'atténuation linéaire photoélectrique, Compton et de création de paire par cm dans un  $\text{BaF}_2$  en fonction de l'énergie du photon incident. Le coefficient total d'atténuation linéaire correspond à la somme des sections efficaces de ces trois interactions (extrait de [Fil]).

On appelle multiplicité (Mult) le nombre de détecteurs qui ont émis un signal supérieur à un seuil choisi en fonction du bruit de fond, au cours d'un événement associé au fragment d'intérêt. Si son nombre est supérieur à un, il est le signe de la détection de plusieurs  $\gamma$  ou de l'interaction par effet Compton, voire même parfois des deux, comme l'illustre la figure 6.7.

Plusieurs techniques peuvent être adoptées pour ces événements:

- Une première consiste à faire le traitement dit "anti-Compton" selon lequel seuls les événements de multiplicité égale à un sont considérés. L'inconvénient d'un tel procédé est la réduction considérable de la statistique. En effet, si nous observons la

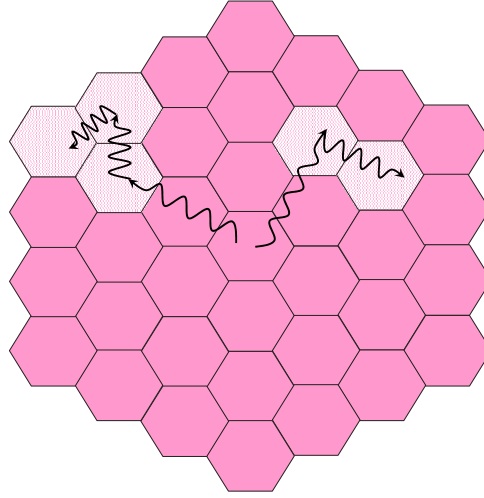


FIG. 6.7 – Exemple d'un événement où deux gamma sont détectés simultanément et interagissent tous les deux par effet Compton.

distribution en multiplicité  $\gamma$  pour les noyaux de  $^{40}\text{Si}$  obtenus à partir du  $^{41}\text{P}$ , ne seraient pris en compte uniquement que  $(53 \pm 3)\%$  des événements. Par ailleurs, et ce qui est plus grave d'un point de vue physique, on exclut systématiquement l'étude des corrélations angulaires existant entre les  $\gamma$ .

- **L'autre technique est celle dite de "add-back"**. Elle consiste en la sommation

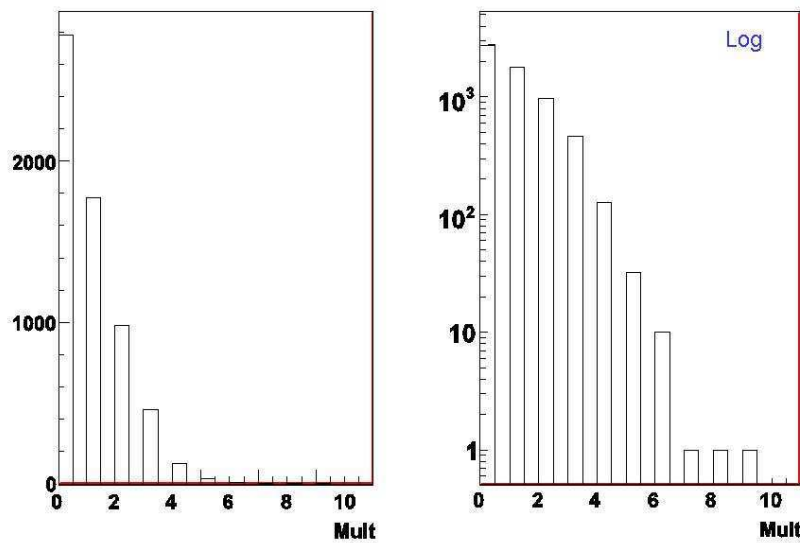


FIG. 6.8 – Distribution des multiplicités de la réaction  $^9\text{Be}(^{41}\text{P}, ^{40}\text{Si})X$ .

des groupes de détecteurs voisins touchés en s'assurant que, dans le cas de multi-clusters ainsi formés, les distances de séparation sont raisonnables.

Des simulations réalisées avec le code monte-carlo MCNPX, en collaboration avec [Dro], ont montré que l'angle du détecteur pour lequel l'énergie déposée est maximale coïncide avec celui du  $\gamma$  incident. De ce fait, après addition des énergies dans le cas d'une interaction Compton, l'angle attribué fut celui du détecteur possédant le plus grand dépôt en énergie.

Par ailleurs, nous avons également construit, par curiosité, les spectres en considérant l'angle moyen des clusters: les résultats obtenus sont quasiment identiques.

La figure 6.9 gauche montre le spectre de  ${}^{40}\text{Si}$  avec ajout du traitement add-back et le tableau 6.2 résume les caractéristiques des deux principaux pics ainsi obtenus. Là encore, le rapport pic sur bruit se trouve nettement amélioré. A droite de la figure, se trouvent interposés tous les spectres par pas de corrections apportées. Ce qui permet de mieux visualiser leurs effets relatifs.

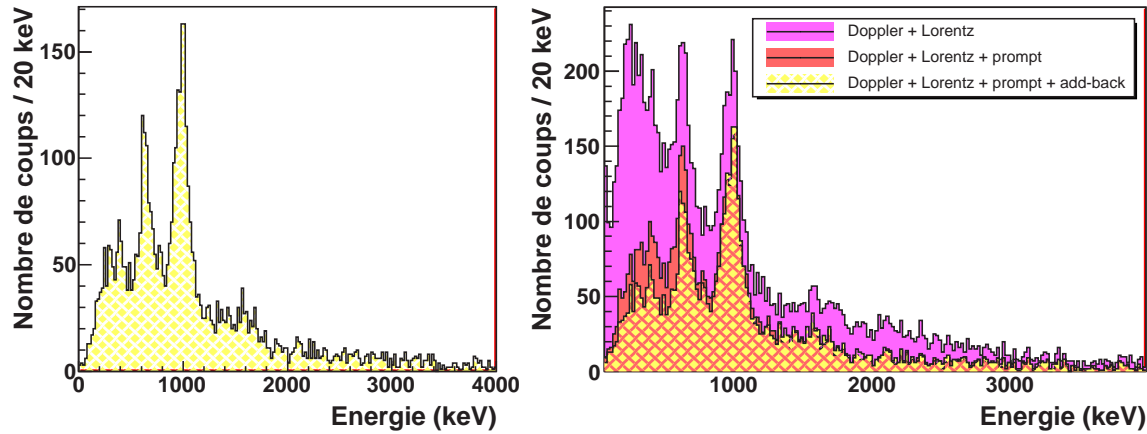


FIG. 6.9 – A gauche : spectre du  ${}^{40}\text{Si}$  avec le traitement "add-back" supplémentaire. A droite : figure montrant l'évolution du spectre en fonction des corrections et sélections successives apportées.

	pic n°1	pic n°2
Energie (keV)	$642 \pm 7$	$984 \pm 6$
$\sigma$ (keV)	$47 \pm 5$	$59 \pm 4$
$N_{pic}$	$518 \pm 29$	$1109 \pm 103$
$\frac{N_{pic}}{N_{fond}}$ (%)	$58 \pm 5$	$128 \pm 10$

TAB. 6.3 – Tableau résumant les caractéristiques des pics observés dans la figure 6.9 gauche.

Nous avons ainsi exposé l'ensemble des corrections à apporter pour une visualisation aussi propre que possible des spectres en énergie. Cependant, pour pouvoir construire

les schémas de niveaux et en faire une interprétation nous avons besoin de connaître la courbe d'efficacité.

## 6.4 Efficacité et résolution du château de cristal

### 6.4.1 Etude dans le référentiel du laboratoire

L'extraction de la courbe d'efficacité du Château de Cristal a nécessité le positionnement des sources de calibration à la place de la cible pour se trouver dans les mêmes conditions expérimentales qu'en présence de faisceau. Pour pouvoir avoir une large gamme en énergie, nous avons eu recours aux sources de  $^{152}\text{Eu}$  et  $^{60}\text{Co}$ .

La technique généralement employée consiste à faire un "OU" logique de l'ensemble des détecteurs et, connaissant l'activité de la source, à remonter à la courbe d'efficacité totale. Au vu de la résolution des détecteurs  $\text{BaF}_2$  (cf. Fig.4.8), il sera impossible de discriminer les différents pics de  $^{152}\text{Eu}$ . L'utilisation d'une telle méthode semble vaine. Nous avons décidé d'adopter un procédé qui a déjà fait ses preuves dans le passé [Sta03], et qui consiste à déclencher par un détecteur Ge (Ge3 situé à  $90^\circ$  : cf Fig. 4.6) et à enregistrer les  $\gamma$  détectés en coïncidence dans le Château de Cristal.

Considérons le cas de la cascade:

$$I_i \xrightarrow[L_1]{\gamma_1} I \xrightarrow[L_2]{\gamma_2} I_f$$

$I_i$ ,  $I$  et  $I_f$  : spin de l'état initial, intermédiaire et final respectivement

$L_k$  : multipolarité de la transition  $\gamma_k$

Par des ajustements gaussiens combinant une composante linéaire de bruit de fond, on peut mesurer  $N_{\text{Ge3}}$  et  $N_i$  (nombres de coups respectivement, pour le pic en énergie  $E_1$  du  $\gamma_1$  dans le Ge3 et pour  $E_2$  du  $\gamma_2$  dans le détecteur  $\text{BaF}_2$  numéro  $i$  conditionné par  $E_1$ ).

Plusieurs corrections sont ensuite apportées:

- A partir de runs de bruit de fond,  $N_{\text{Ge3}}$  est corrigé du nombre de coups présents dans le pic et non originaire de la source. Par exemple, le  $^{60}\text{Co}$  est aussi présent dans la radioactivité ambiante.
- Pour  $N_i$ , il faut apporter des corrections liée aux corrélations angulaires notées  $W(\theta)$  et sous-jacentes à cette méthode.  $\theta$  correspond à l'angle entre le détecteur touché et le détecteur Ge3 par rapport à la cible.  $W(\theta)$  peut être calculée par la formule [Sie79]:

$$W(\theta) = \sum_{\nu} A_{\nu\nu} \cdot P_{\nu}(\cos\theta) \quad (6.4)$$

avec:

$$\nu = \text{Min}(2I, 2L_1, 2L_2) \quad (6.5)$$

$$A_{\nu\nu} = F_{\nu}(L_1 \ L_1 \ I_i \ I) \cdot F_{\nu}(L_2 \ L_2 \ I_f \ I) \quad (6.6)$$

(coefficients ne dépendant que des spins et multipolarités des transitions de la cascade)

$$P_\nu(\cos\theta) \quad (6.7)$$

(polynômes de Legendre d'ordre  $k$ )

Les expressions des polynômes de Legendre étant connues et les coefficients  $F$  tabulés [Sie79], il est possible de faire le calcul de  $W(\theta)$  (cf. Fig. 6.10).

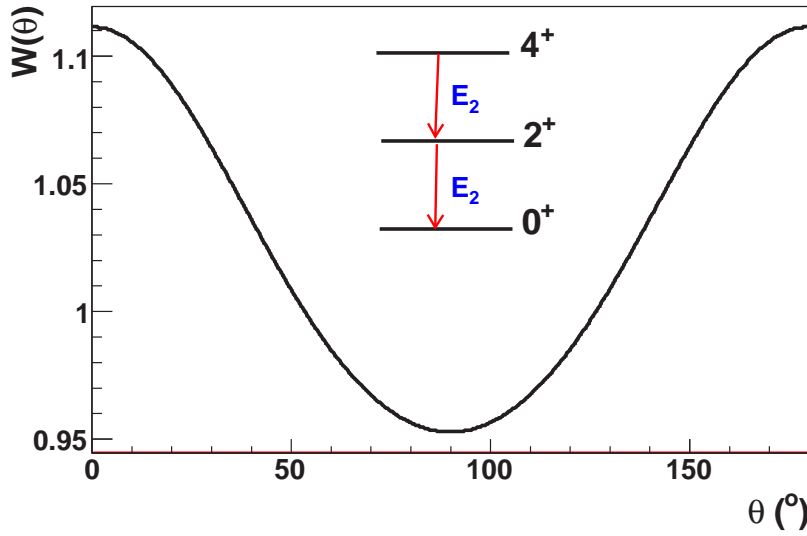


FIG. 6.10 – Exemple de la distribution du facteur de corrélation angulaire calculée pour une cascade de deux transitions gamma pures.

Dans le cas où il y a des mélanges de multipolarité dans les transitions ( $L_1 \rightarrow L_1' + L_1''$  et  $L_2 \rightarrow L_2' + L_2''$ ) l'expression de  $A_{\nu\nu}$  devient:

$$A_{\nu\nu} = A_\nu^{(1)} \cdot A_\nu^{(2)} \quad (6.8)$$

avec:

$$A_\nu^{(1)} = \frac{F_\nu(L_1' L_1' I_i I) + 2\delta_1 F_\nu(L_1' L_1'' I_i I) + \delta_1^2 F_\nu(L_1'' L_1'' I_i I)}{1 + \delta_1^2} \quad (6.9)$$

et

$$A_\nu^{(2)} = \frac{F_\nu(L_2' L_2' I_f I) + 2\delta_2 F_\nu(L_2' L_2'' I_f I) + \delta_2^2 F_\nu(L_2'' L_2'' I_f I)}{1 + \delta_2^2} \quad (6.10)$$

Les rapports de mélange  $\delta$  pour ces transitions des sources sont disponibles dans la littérature, par exemple [TOI].

Après correction liée aux corrélations angulaires, les nombres de coups individuels corrigés  $N_{ic}$  sont additionnés. La somme est ensuite multipliée par le rapport d'embranchement  $B_r$  relatif qui existe entre les deux transitions. Celui-ci peut ne pas être égal à 100% s'il existe plusieurs transitions à partir de l'état I.

Le tableau 6.4 récapitule la liste des gamma pris comme triggers dans le Ge3, de ceux étudiés alors dans le Château de Cristal et des résultats obtenus. Ces derniers



$E_{Ge3}$ (keV)	$E_{Chateau}$ (keV)	$\varepsilon$ (%)	R (%)
1408.2	121.8	$10.8 \pm 0.8$	$32.2 \pm 5.5$
867.4	244.7	$47.7 \pm 3.1$	$26.7 \pm 2.3$
778.9	344.3	$49.9 \pm 2.9$	$22.9 \pm 1.0$
344.3	778.9	$34.4 \pm 1.2$	$14.2 \pm 0.7$
1332.5	1173.2	$29.3 \pm 1.8$	$11.7 \pm 0.8$
1173.2	1332.5	$27.9 \pm 1.7$	$11.8 \pm 0.8$

TAB. 6.4 – Tableau des résultats d'efficacité ( $\varepsilon$ ) et de résolution (R) en énergie détectée dans le Château de Cristal ( $E_{Chateau}$ ) obtenus à partir des sources de  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu}$ .

sont aussi visibles dans la figure 4.9.

L'avantage sans conteste d'une telle méthode est l'obtention directe de la courbe d'efficacité totale sans incertitudes liées à l'activité de la source. À partir de celle-ci, il est possible de remonter à la courbe d'efficacité dans les conditions de l'expérience, sans passer par la simulation.

### 6.4.2 Passage aux conditions de l'expérience

La figure 6.11 montre la répartition spatiale des gamma dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse, dans le cas d'une source et du faisceau. Dans le cas d'une source, le référentiel du laboratoire est confondu avec celui du centre de masse ( $A \equiv C$ ). Nous avons déterminé précédemment la courbe d'efficacité dans les cas A et C et sommes intéressés par le cas D. Pour cela, nous allons considérer l'énergie du  $\gamma$  détecté dans le cas de la source comme étant celle d'un  $\gamma$  émis en vol par une particule de vitesse  $\beta$ . Deux types de corrections seront, de ce fait, à apporter : l'une, liée à l'effet Doppler et l'autre, au changement d'angle solide apparent dû au "Boost" de Lorentz.

Les détecteurs du Château de Cristal sont regroupés en 21 groupes d'angle identique par rapport à l'axe du faisceau pour accroître la statistique. L'énergie du  $\gamma$ , s'il avait été émis en vol par une particule de vitesse  $\beta$  ( $=0.29$  ici), vaudrait :

$$E_{i \text{ virtuel}} = E_{Chateau} \times \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta_i}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (6.11)$$

Pour chaque ensemble de détecteurs, on obtient ainsi l'efficacité dans la configuration du faisceau :

$$\varepsilon_i(E_{i \text{ virtuel}}, \theta_i) = \varepsilon(E_{Chateau}, \theta_i) \quad (6.12)$$

Ces dernières sont corrigées, ensuite, du changement d'angle solide apparent lié au "boost" de Lorentz :

$$\varepsilon_{ic}(E_{i \text{ virtuel}}, \theta_i) = \frac{(1 - \beta \cdot \cos \theta_i)^2}{1 - \beta^2} \varepsilon_i(E_{i \text{ virtuel}}, \theta_i) \quad (6.13)$$



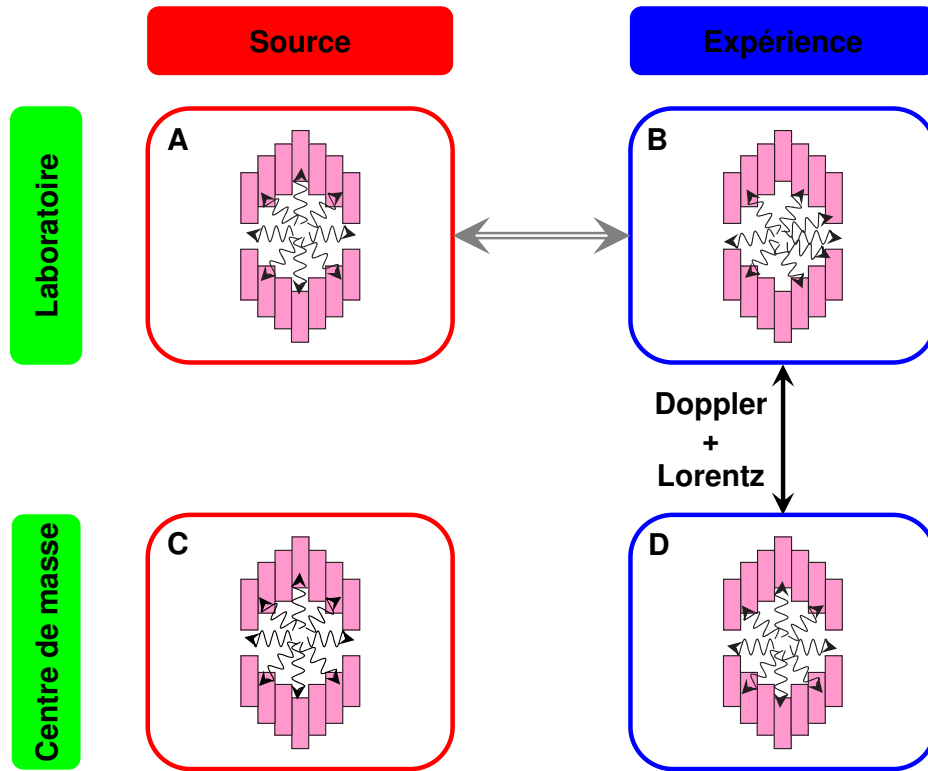


FIG. 6.11 – *A et B montrent la répartition spatiale des gamma dans le référentiel du laboratoire, dans le cas d’une source à la place de la cible et celui du faisceau respectivement. C et D sont les équivalents dans le référentiel du centre de masse.*

La figure 6.12 montre des exemples de courbes d’efficacité par angle ainsi obtenues. L’ensemble de celles-ci est ensuite additionné pour obtenir la courbe d’efficacité totale dans les conditions expérimentales (cf. Fig. 6.13). On peut noter qu’une différence majeure par rapport à la source commence à être visible uniquement à haute énergie. Ces résultats sont, par ailleurs, en accord avec ceux obtenus par [Sta03].

Il faut maintenant extraire la courbe de résolution dans les conditions de l’expérience. Nous avons vu précédemment que, pour déterminer l’énergie réelle du  $\gamma$   $E_\gamma$  émis par une particule en vol, il est nécessaire de corriger l’énergie mesurée  $E_{det.}$  par un facteur qui est fonction de la vitesse de la particule  $\beta$  et de l’angle de détection par rapport à sa direction de propagation  $\theta$ . C’est ainsi que la valeur absolue de la différentielle totale exacte de  $E$ , fonction des deux variables  $\beta$  et  $\theta$ , nous fournit l’incertitude sur l’énergie et nous dit que l’élargissement en énergie est lié non seulement à l’incertitude sur  $\theta$ , mais aussi à celle sur  $\beta$ . Il n’est cependant pas nécessaire de rentrer dans un tel formalisme car la courbe de résolution peut être extraite plus simplement à partir des données. Parmi les noyaux produits au cours de l’expérience, il en est certains pour lesquels il existe des transitions bien connues : le  ${}^{44}\text{S}$  (988(15) keV et 1329 keV [Soh02, Gré05]), le  ${}^{40}\text{Si}$  (986(5) et 638(5) [Cam06]) et le  ${}^{43}\text{P}$  (184(3) keV [Fri05]).

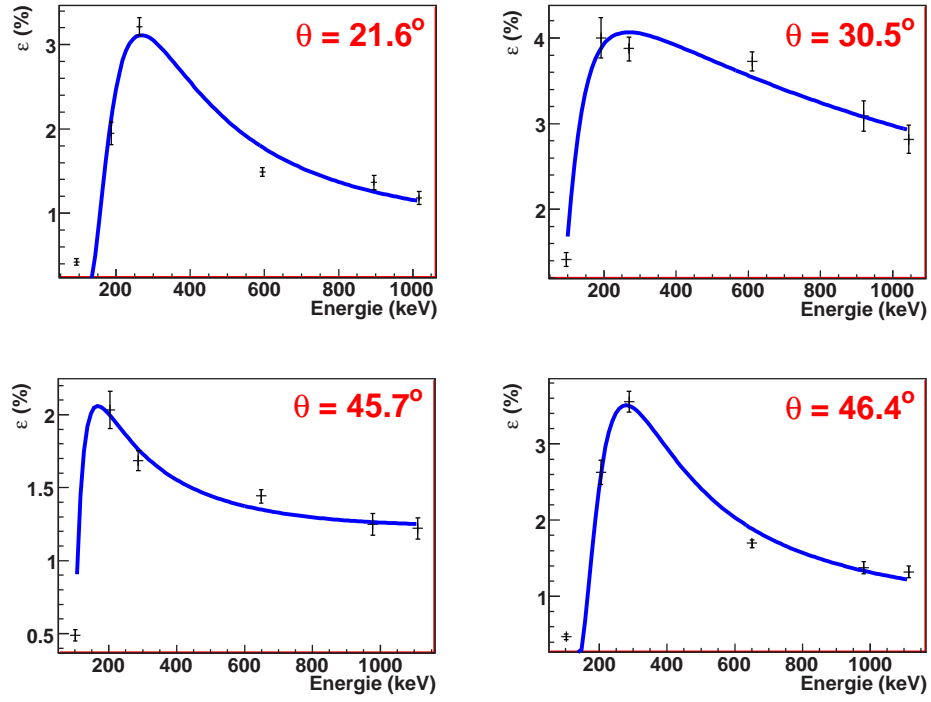


FIG. 6.12 – Exemples de courbes d'efficacité par angle obtenues.

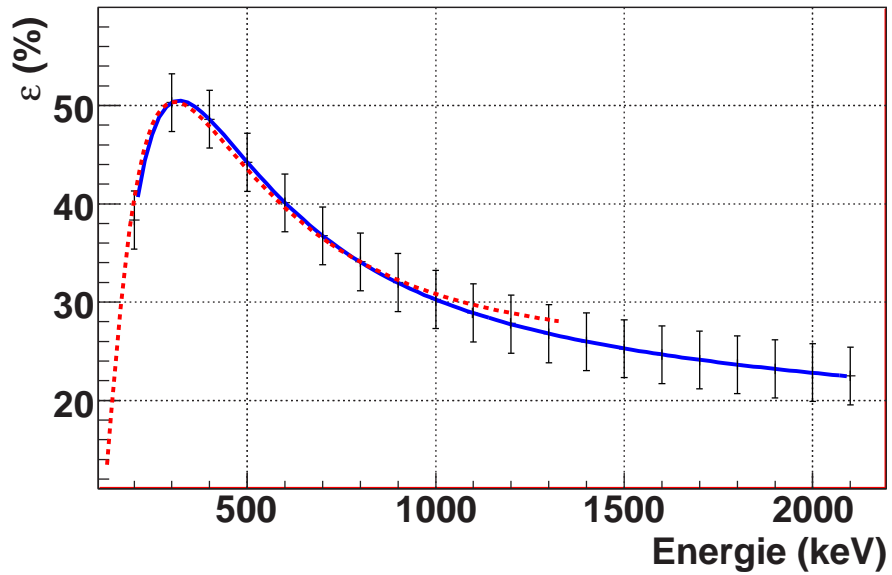


FIG. 6.13 – En bleu : courbe d'efficacité totale dans les conditions expérimentales reconstituées. Les barres d'incertitude sont liées à une maximisation de l'erreur. En rouge pointillés: rappel de la courbe d'efficacité totale obtenue avec la source.

Une autre transition à basse énergie et avec beaucoup de statistiques dans le  ${}^{41}\text{P}$  a été également utilisée (172(12) keV [Bas07]). Nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur de ces raies et construit alors la courbe de résolution dans les conditions de l'expérience (cf. Fig. 6.14). Celle-ci nous permet de contraindre nos ajustements gaussiens sur des transitions inconnues et de nous prévenir de la présence de plusieurs pics. La figure 6.14 reprend également la courbe de résolution obtenue avec la source. On observe un petit écart par rapport à celle-ci mais on note tout de même que la résolution intrinsèque des détecteurs domine principalement.

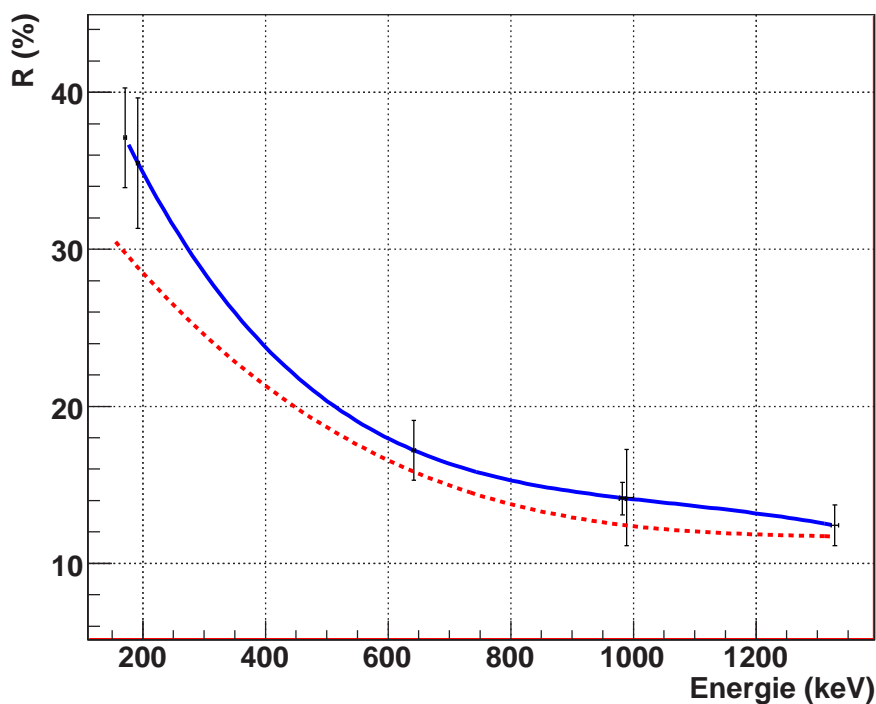


FIG. 6.14 – *En bleu : courbe de résolution totale dans les conditions expérimentales reconstituées. En rouge pointillés : rappel de résolution totale obtenue avec la source.*

Dans ce chapitre et le précédent, nous avons exposé les principes des calibrations et d'extraction des grandeurs physiques d'intérêts (spectres en énergie, distributions en moment...). Dans la partie qui suit, seront exposés les résultats obtenus et l'interprétation que nous en avons faite.

# Troisième partie

## Résultats et interprétation



## Introduction

Dans la partie précédente ont été évoqués chronologiquement le choix du dispositif expérimental, les caractéristiques de l'ensemble de détection, le principe d'extraction des caractéristiques des noyaux incidents et des fragments de réaction, ainsi que celui des calibrations en énergie. Chacun de ces chapitres répondant aux questions suivantes:

- Comment extraire expérimentalement une information structurale sur le  $^{42}\text{Si}$  qui pourrait nous aider à mieux comprendre la perte de magicité des isotones  $N=28$  à l'approche de la drip-line neutron? Est-il possible de mener à bien une telle investigation compte tenu des faisceaux délivrés actuellement par les accélérateurs? Quelle méthode utiliser? De quoi avons-nous besoin? De quoi disposons-nous?
- Comment avons-nous procédé dans les faits? Quelles sont les caractéristiques du dispositif final adopté? Quelles en sont les limites?
- Quelles observables peut-on extraire des ensembles de détection, comment et avec quel degré de précision?

Nous avons notamment vu que la combinaison du Château de Cristal avec le spectromètre SPEG offre la possibilité de déterminer une multitude de grandeurs:

- Les taux de production de noyaux exotiques à partir d'un faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  à  $3.4\ \mu\text{A}$  sur une cible de tantale et de carbone après passage dans l'ALPHA où se trouve un dégradeur en Al de  $50\ \mu\text{m}$  (cf. Tab. 5.1).
- Les distributions en moment parallèles et perpendiculaires ainsi que les angles de diffusion associés.
- Les sections efficaces de réaction de knockout d'un ou plusieurs nucléons.
- Les spectres en énergie d'excitation des noyaux produits par fragmentation du faisceau secondaire sur une cible de Be.

Dans les pages qui suivent ne sera reportée qu'une partie des résultats obtenus, ceux pour lesquels une approche théorique complète fut développée. A savoir :

- La section efficace de la réaction  $^9\text{Be}(^{44}\text{S},^{42}\text{Si})\text{X}$  qui sera comparée avec celle obtenue par [Fri05]. Quelques autres sections efficaces seront également exposées à titre comparatif.
- Les spectres en énergie des noyaux de  $^{38,40,42}\text{Si}$  et  $^{41,43}\text{P}$  qui seront ensuite interprétés à la lumière des calculs récents effectués par F. Nowacki et A. Poves pour l'article [Bas07] (théoriciens du modèle en couches) et ceux de D. Lebhertz (étudiante en doctorat à l'IRES) pour une étude systématique avec la nouvelle interaction ainsi établie.



# Chapitre 7

## Résultats obtenus

Ce chapitre présente un ensemble des résultats obtenus par l'expérience de spectroscopie en ligne des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches  $N=28$ , menée au GANIL auprès de SPEG. Certains ont fait l'objet d'une publication disponible en fin de manuscrit et d'autres sont encore préliminaires.

### 7.1 Sections efficaces totales de réaction

A partir du dispositif expérimental en place, il est possible d'extraire des sections efficaces de réaction de knockout d'un ou plusieurs nucléons. Dans la section 5.3, a été exposé le principe de ces calculs. Ils correspondent au rapport entre le nombre de particules émises au cours d'une réaction donnée et le produit des nombres de particules incidentes et de noyaux dans la cible par unité de surface. Le tout est corrigé de l'efficacité de l'ensemble de détection. Il s'agit de sections efficaces inclusives (notées  $\sigma$ ) qui comportent aussi bien l'état fondamental que les états excités liés.

Nous nous sommes tout particulièrement intéressés à celle de la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{42}\text{Si})\text{X}$  pour vérifier si nous sommes en accord avec celle mesurée par [Fri05]. La rigidité magnétique de SPEG a été choisie pour que la transmission des fragments de  ${}^{42}\text{Si}$  soit maximale. La distribution en moment de ces derniers est centrée dans le plan focal. Pour les fragments issus d'autres réactions, il est possible que tout ou partie de la distribution soit coupée par l'acceptance du spectromètre ainsi réglé (cf. annexe D). Tel est le cas pour les noyaux de  ${}^{43}\text{P}$  issus de la perte d'un proton des particules incidentes de  ${}^{44}\text{S}$ . Le maximum n'étant pas présent dans le plan focal, il ne nous est pas possible d'en extraire la section efficace qui aurait pu être comparée à celle fournie par [Fri05]. Par contre, celles d'autres réactions comme  ${}^9\text{Be}({}^{42}\text{S}, {}^{41}\text{P})\text{X}$ ,  ${}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$ ,  ${}^9\text{Be}({}^{40}\text{P}, {}^{39}\text{Si})\text{X}$  et  ${}^9\text{Be}({}^{39}\text{P}, {}^{38}\text{Si})\text{X}$ , centrées dans le plan focal (cf. Annexe B) et avec beaucoup de statistique, peuvent être déterminées. Nous les exposerons pour offrir un ordre de grandeur des sections efficaces de production par mécanisme de knockout dans cette région. Elles peuvent être utiles dans le cas d'investigations futures.

Pour mener à bien ces calculs, il apparaît ainsi indispensable d'estimer les coupures en moment du spectromètre pour chaque réaction. Les figures 7.1 et 7.2 reportent les distributions reconstituées de chacune d'entre elles et le tableau 7.1 résume les valeurs



en acceptance obtenues.

De leur observation, il ressort que la contribution du moment parallèle par rapport à celle du moment transverse est beaucoup plus importante. La quasi totalité du moment de la particule se distribue ainsi suivant l'axe  $z$  (celle du faisceau). Il ne semble également y avoir aucune coupure en  $p_{\perp}$  quelque soit la réaction envisagée, contrairement à  $p_{\parallel}$ . Les distributions en moment du  $^{42}\text{Si}$  apparaissent centrées dans le plan focal du spectromètre conformément à nos attentes. On note par ailleurs un accord relativement bon entre les résultats obtenus et les calculs LISE. Pour le  $^{38}\text{Si}$ , il est difficile de dire quoi que ce soit. La distribution est loin de posséder une allure gaussienne.

Concernant la forme de ces distributions : elle peut faire l'objet d'une étude à part entière. En effet, les anti-coïncidences et les coïncidences effectuées avec les transitions gamma peuvent permettre de déterminer les orbitales sur lesquelles se trouvent concentrés les nucléons pour l'état fondamental et les états excités observés. Dans ce manuscrit, ne sera reportée que l'estimation de l'acceptance en moment de SPEG (en pourcent). Une telle étude est tout de même envisagée dans un futur proche.

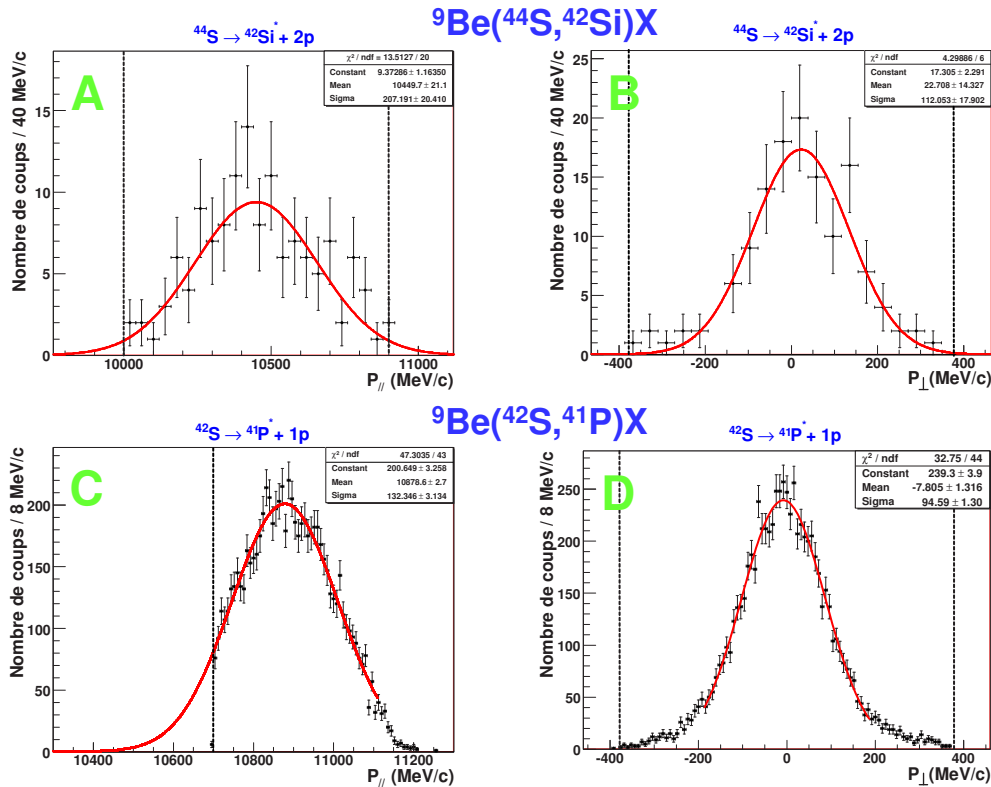


FIG. 7.1 – Distributions en moment parallèles et transverses du  $^{42}\text{Si}$  et  $^{41}\text{P}$  produits par *knockout* de deux protons et un proton, respectivement. Les traits verticaux pointillés correspondent aux limites de l'acceptance de SPEG.

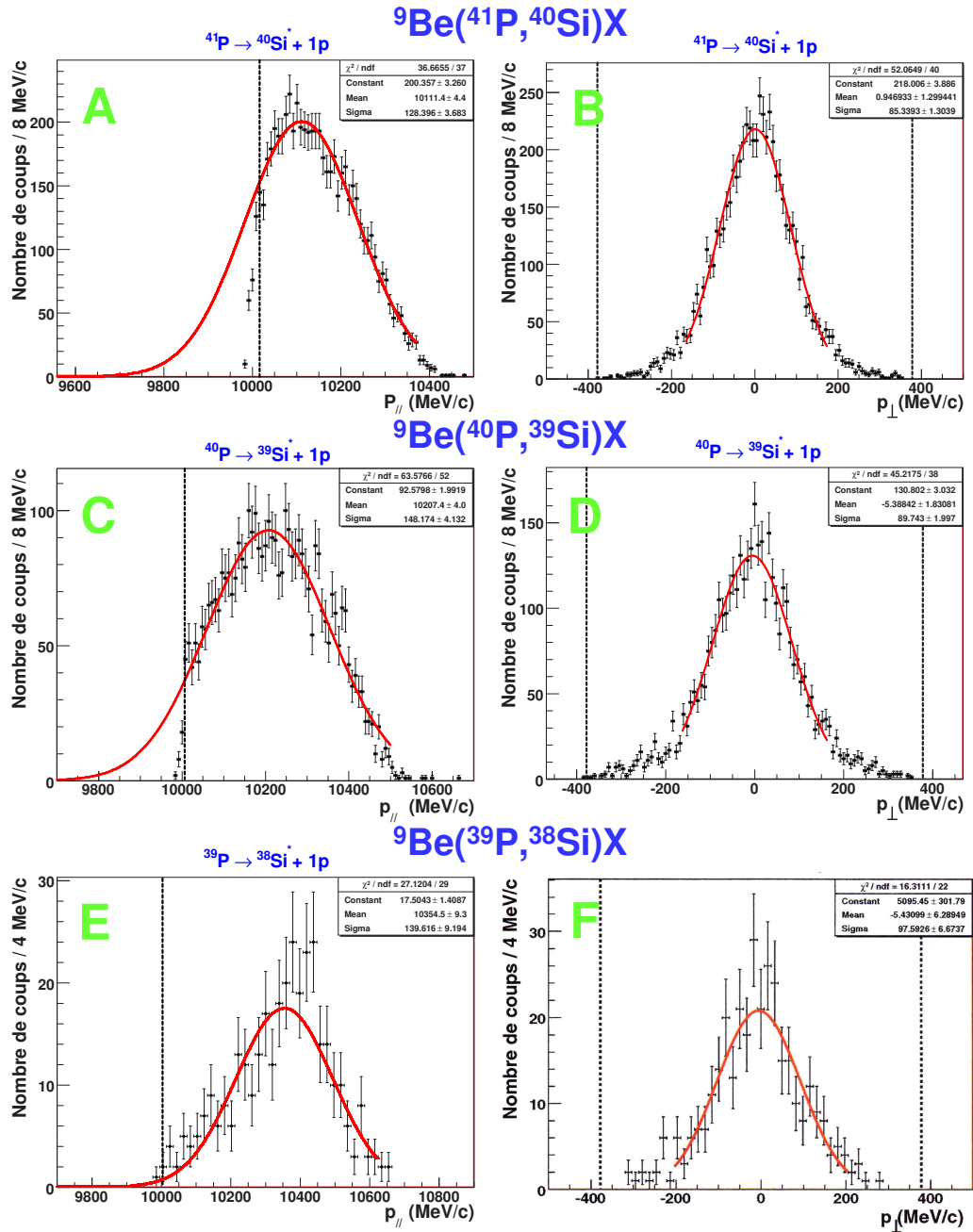


FIG. 7.2 – Distributions en moment parallèles et transverses du  $^{40}\text{Si}$ ,  $^{39}\text{Si}$  et  $^{38}\text{Si}$  produits par knockout d'un proton du  $^{41}\text{P}$ ,  $^{40}\text{P}$  et  $^{39}\text{P}$  respectivement. Les traits verticaux pointillés correspondent aux limites de l'acceptance de SPEG.

réaction	$p_{//}$ MeV/c	$p_{LISE}$ MeV/c	$\varepsilon_{//}$ %	$\varepsilon_{\perp}$ %
${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{42}\text{Si})\text{X}$	$10450 \pm 40$	10325	$97 \pm 3$	100%
${}^9\text{Be}({}^{42}\text{S}, {}^{41}\text{P})\text{X}$	$10879 \pm 4$	10809	$90 \pm 7$	100%
${}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$	$10111 \pm 7$	10054	$79 \pm 2$	100%
${}^9\text{Be}({}^{40}\text{P}, {}^{39}\text{Si})\text{X}$	$10207 \pm 7$	10181	$91 \pm 6$	100%
${}^9\text{Be}({}^{39}\text{P}, {}^{38}\text{Si})\text{X}$	$10355 \pm 17$	10300	$99 \pm 1$	100%

TAB. 7.1 – Tableau résumant, pour quelques réactions, les valeurs des moments parallèles mesurés par SPEG ( $p_{//}$ ), des moments totaux calculés par le code LISE ( $p_{LISE}$ ), et des pourcentages d'acceptance en moment parallèles et perpendiculaires, notés  $\varepsilon_{//}$  et  $\varepsilon_{\perp}$ .

Les coupures en moment ainsi quantifiées, les calculs de section efficace inclusive peuvent être réalisés (cf. Tab. 7.2) :

Pour la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{42}\text{Si})\text{X}$ , on mesure  $(80 \pm 10)\mu\text{b}$  à 45.88 A MeV. Il s'agit d'une des sections efficaces les plus faibles jamais mesurées dans cette zone de la carte des noyaux [Roe06][Baz03]. Pour des réactions de type knockout, les sections efficaces ne possèdent pas la propriété de changer drastiquement avec l'énergie du projectile. Des calculs effectués pour nos énergies montrent que les sections efficaces sont environ 19% inférieures à celles aux énergies du NSCL (Michigan, Etat-Unis) [Tos]. Ainsi, aux incertitudes près et sachant que nous ne sommes pas aux mêmes énergies, la valeur apparaît en accord avec celle extraite par [Fri05] :  $(120 \pm 20)\mu\text{b}$  à 98.6 A MeV.

Partant du principe que la section efficace de réaction de knockout de deux protons dépend du nombre de protons de valence suivant les observations de [Baz03], Fridmann et collaborateurs en ont conclu sur la présence d'une fermeture de couches à  $Z=14$  avec l'orbitale proton  $d_{5/2}$  pleinement remplie et donc le caractère "magique" du  ${}^{42}\text{Si}$  [Fri05]. Nous reprendrons par la suite plus en détail leur argumentation en s'interrogeant sur les informations structurelles que peuvent apporter la connaissance de la section efficace de réaction et leur degré de justesse.

réaction	E (A MeV)	$\tau$ ( $\text{h}^{-1}$ )	$\sigma$ (b)
${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{42}\text{Si})\text{X}$	45.88	$0.57 \pm 0.13$	$(80 \pm 10) \cdot 10^{-6}$
${}^9\text{Be}({}^{42}\text{S}, {}^{41}\text{P})\text{X}$	50.26	$58 \pm 10$	$(7.4 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$
${}^9\text{Be}({}^{41}\text{P}, {}^{40}\text{Si})\text{X}$	46.42	$38 \pm 5$	$(4.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$
${}^9\text{Be}({}^{40}\text{P}, {}^{39}\text{Si})\text{X}$	48.72	$12.2 \pm 1.0$	$(2.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
${}^9\text{Be}({}^{39}\text{P}, {}^{38}\text{Si})\text{X}$	51.20	$2.3 \pm 0.4$	$(4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$

TAB. 7.2 – Tableau reportant, pour une réaction à une énergie donnée, le taux de fragments détectés par heure  $\tau$  (corrigé de l'acceptance et de l'efficacité de détection) et sa section efficace inclusive.

Quelques exemples pour des réactions de knockout d'un proton sont également fournis dans le tableau 7.2. On note une certaine concordance entre la valeur mesurée pour la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{42}\text{S}, {}^{41}\text{P})\text{X}$  à 50.26 A MeV et celle pour la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{43}\text{P})\text{X}$  à 98.6 A MeV [Fri05], respectivement de  $(7.4 \pm 1.6)\text{mb}$  et  $(7.6 \pm 1.1)\text{mb}$ . Nous n'avons malheureusement pas pu extraire la section efficace de la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{44}\text{S}, {}^{43}\text{P})\text{X}$  car le maximum de la distribution en moment n'était pas présent dans le plan focal (cf.

Annexe B).

Les résultats obtenus pour les  $^{38,39,40}\text{Si}$  issus de la perte d'un proton des  $^{39,40,41}\text{P}$  ne peuvent être directement comparés avec celle du  $^{42}\text{Si}$ , car ces réactions ne font pas intervenir les mêmes mécanismes. Avant tout, on note là encore une similitude de résultats : la valeur extraite pour la réaction  $^9\text{Be}(^{41}\text{P}, ^{40}\text{Si})\text{X}$  est quasi-identique à celle de la réaction  $^9\text{Be}(^{39}\text{P}, ^{38}\text{Si})\text{X}$ .

Nous allons voir, par la suite, que ce comportement analogue entre dans les isotopes pairs-pairs des Si et pairs-impairs des P n'est pas anodin...

A l'observation de ces nombres, on peut se demander s'il ne serait pas judicieux de produire le  $^{42}\text{Si}$  à partir du  $^{43}\text{P}$ . Des études systématiques menées pour les noyaux riches en neutrons dans la zone de fermeture  $N=28$  ont relaté une section efficace de réaction de  $3895 \pm 616$  mb et  $3432 \pm 451$  mb pour le  $^{43}\text{P}$  et le  $^{44}\text{S}$ , respectivement [Kho03]. Il s'agit de mesures effectuées au GANIL avec un faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  d'énergie 60.3 A MeV et d'intensité  $\sim 4 \mu\text{Ae}$  sur une cible de production de Ta. Cette étude pourrait être complétée par une mesure de la dépendance en énergie, cette fois-ci, des sections efficaces de knockout.

A présent, les spectres en énergie  $\gamma$  mesurée pour les noyaux  $^{38,40,42}\text{Si}$  et  $^{41,43}\text{P}$  vont être présentés et les schémas de niveaux de chacun d'entre eux reconstruits le plus précisément possible.

## 7.2 Schémas de niveaux des noyaux de $^{38,40,42}\text{Si}$

Nous commencerons par l'étude du noyau de  $^{40}\text{Si}$  déjà abordée au cours du chapitre 6. Sera ensuite examiné le spectre en énergie d'excitation du  $^{42}\text{Si}$ . Nous terminerons par le noyau de  $^{38}\text{Si}$ .

Sauf cas spécial qui ne manquera pas d'être spécifié, tous les spectres en énergie exposés par la suite sont corrigés, d'une part, des effets Doppler et relativistes (avec la vitesse  $\beta$  calculée pour une réaction ayant lieu au milieu de la cible). D'autre part, ils ont fait l'objet d'une sélection sur le "pic prompt" et d'une procédure dite de "add-back", visant à diminuer le bruit de fond à basse énergie et une meilleure prise en compte des événements de grande multiplicité. Se reporter au chapitre 6 pour plus de détails concernant ces différents traitements.

A noter que la mutiplicié évoquée dans le texte correspond non pas au nombre de détecteurs touchés mais au nombre de  $\gamma$  détectés au cours d'un événement.

Par ailleurs, un réajustement des spectres sur des transitions connues a été également établi afin de s'affranchir d'éventuels artéfacts de calibration [Soh]. Les transitions en question sont les suivantes :

- à  $988 \pm 15$  keV et  $1350 \pm 10$  keV du  $^{44}\text{S}$  [Soh02],
- à  $184 \pm 3$  keV du  $^{43}\text{P}$  [Fri05],
- à  $485 \pm 1$  keV du  $^{33}\text{Mg}$  [Pri02] [Num01],
- à  $660 \pm 10$  keV du  $^{34}\text{Mg}$  [Yon01],
- à  $350 \pm 20$  keV du  $^{31}\text{Na}$  [Pri00].

Connaissant la courbe d'évolution de la résolution en fonction de l'énergie dans les

conditions expérimentales (cf. Fig. 6.14), nous avons contraint la largeur à mi-hauteur des ajustements gaussiens sur les transitions observées.

Toutes les valeurs des énergies reportées tiennent compte, comme ce fut le cas jusqu'à présent, non seulement des erreurs systématiques liées à la méthode de fit mais aussi des erreurs statistiques.

Afin de ne pas surcharger le manuscrit, seules les figures apportant des éléments majeurs pour la compréhension de l'analyse ont été exposées.

### 7.2.1 Etude du $^{40}\text{Si}$

Avant de démarrer l'analyse sur ce noyau, nous pouvons effectuer un rappel des connaissances acquises expérimentalement sur celui-ci. Son premier état excité  $2^+$  a été mesuré par [Cam06] à  $986 \pm 5$  keV par le biais de réactions de diffusion inélastique  $p(^{40}\text{Si}, ^{40}\text{Si})p'$  et de perte de nucléons  $p(^{42}\text{P}, ^{40}\text{Si})X$ . Deux autres transitions ont été également observées à  $638 \pm 5$  keV et  $845 \pm 5$  keV par cette investigation. Elles apparaissent en coïncidence avec le  $2^+$  mais le doute subsiste quant à savoir si elles sont émises en cascade ou en parallèle.

Au cours de l'expérience - dont les réglages furent optimisés pour obtenir un taux maximal de  $^{44}\text{S}$  incidents et la transmission totale des fragments de  $^{42}\text{Si}$  - les noyaux de  $^{40}\text{Si}$  ont été majoritairement produits par les particules de  $^{41}\text{P}$  (cf. Tab. 7.3).

Particule incidente	$P_{sem1}$ (%)	$P_{sem2}$ (%)
$^{41}\text{P}$	$52.3 \pm 3.9$	$77.7 \pm 5.1$
$^{44}\text{S}$	$4.6 \pm 0.6$	$7.9 \pm 0.8$
$^{43}\text{S}$	$15.9 \pm 1.5$	$10.6 \pm 1.0$
$^{42}\text{S}$	$13.0 \pm 1.3$	$2.6 \pm 0.4$
$^{45}\text{Cl}$	$14.2 \pm 1.4$	$1.2 \pm 0.3$

TAB. 7.3 – Tableau reportant le pourcentage, en absolu, des particules incidentes productrices des noyaux de  $^{40}\text{Si}$  pour chaque semaine de mesures.

Afin de maximiser la statistique, nous avons considéré l'ensemble des réactions qui donnent lieu à la production d'un noyau de  $^{40}\text{Si}$ . La figure 7.3 présente le spectre  $\gamma$  obtenu. De ce dernier, deux pics majeurs ressortent : un autour de 650 keV et un autre autour de 1 MeV. Ils correspondent aux transitions à 986 keV et 638 keV citées ci-dessus. Il semble également y avoir une accumulation de coups aux alentours de 400 keV et 1600 keV.

La multiplicité est un paramètre important pour l'élaboration des schémas de niveau. En conditionnant les spectres gamma par celle-ci, plusieurs informations peuvent être déduites :

une multiplicité égale à un correspond aux événements pour lesquels un seul  $\gamma$  est observé. Ce dernier peut être issu d'une transition simple d'un état excité vers le fondamental ou d'une cascade dont le ou les autres  $\gamma$  ont échappé à la détection du Château

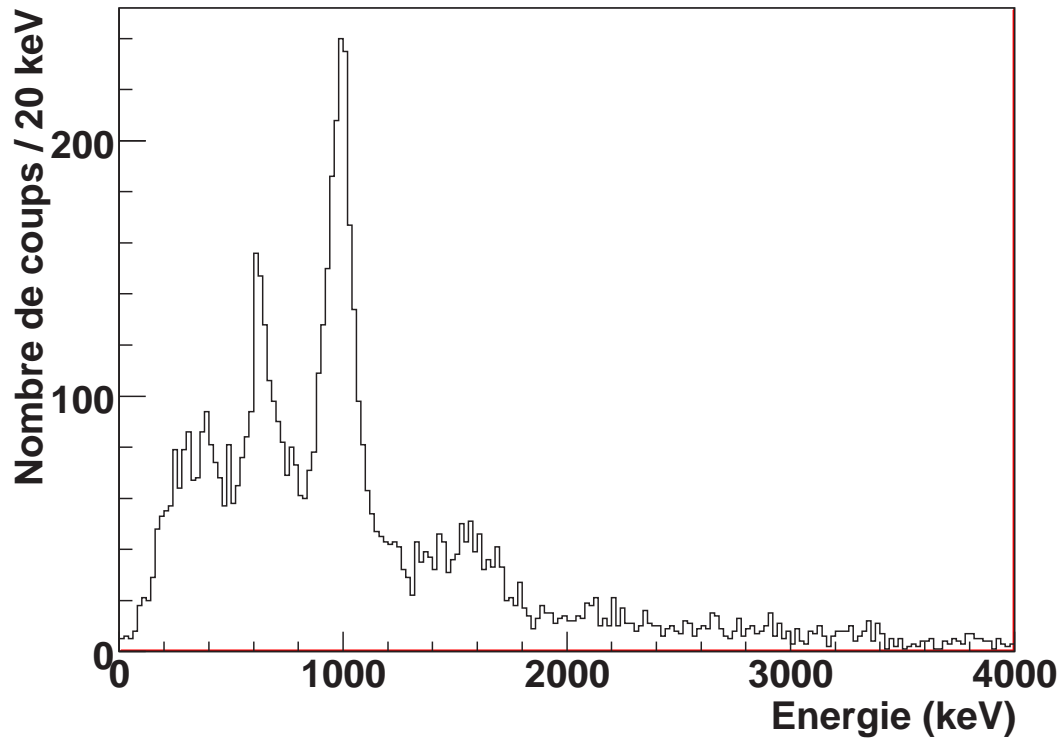


FIG. 7.3 – Spectre en énergie du  $^{40}\text{Si}$  obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs.

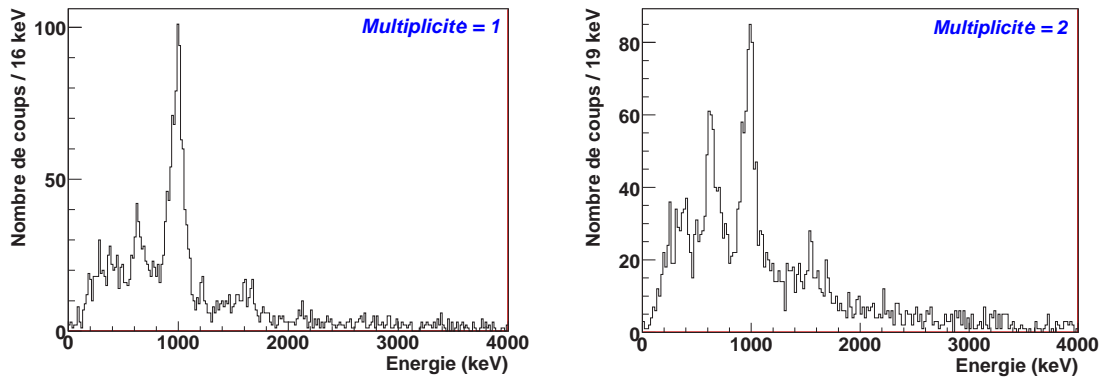


FIG. 7.4 – Spectres en énergie du  $^{40}\text{Si}$  obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et différentes conditions sur la multiplicité  $\gamma$ .

de Cristal (cf Fig 7.3 à gauche). On fait ainsi ressortir principalement les gamma qui ne sont pas en coïncidence dans le spectre d'excitation.

Inversement une condition de multiplicité élevée favorise l'observation des transitions en coïncidence.

Pour une multiplicité égale à un (Fig. 7.4 gauche), on observe que le pic mesuré à  $987 \pm 6$  keV est plus que jamais présent. Il contient  $765 \pm 27$  coups, corrigé du bruit de fond, sur un total de 2555 coups dans le spectre, soit  $27.7 \pm 1.1$  %. Le rapport relatif des intensités des pics observés à  $638 \pm 10$  et à 987 keV a fortement diminué : seulement  $23.4 \pm 2.6$  % ici contre  $35.8 \pm 2.6$  % dans le spectre total de la figure 7.3. Certains pics, comme celui à  $1216 \pm 11$  keV, ressortent mieux. Celui-ci possède une très faible intensité de  $1.1 \pm 0.3$  %. Il est encore difficile de se prononcer quant à la structure du spectre aux environs de 400 keV et 1600 keV, qui laisse cependant présager l'existence de plusieurs pics dans ces zones.

Une multiplicité deux signe la détection de deux gammas simultanément dans le Château de cristal. Le spectre associé est présenté dans la figure 7.4 à droite. On note un rapport signal sur bruit plus faible pour ces événements. Cette fois-ci par contre, le rapport relatif entre le nombre de coups dans les pics à 638 keV et 987 keV est plus élevé :  $59 \pm 7$  %. Ce comportement est typique de deux transitions en cascade avec celle à 638 keV au dessus de celle à 987 keV. Même remarque concernant les deux zones "troubles" du spectre qui semblent s'être affinées.

Afin de mieux cerner les relations qui existent entre les différentes transitions, est réalisé un spectre bidimensionnel dit "de coïncidence" :

pour les événements dont la multiplicité est supérieure à un, les gamma sont regroupés par paire, suivant toutes les combinaisons possibles. Par exemple, on dénombre six paires pour une multiplicité égale à 4. L'énergie la plus faible dans chaque paire est égale au paramètre  $E_{\gamma 1}$ , l'autre, au paramètre  $E_{\gamma 2}$ . Le tracé de l'histogramme de l'un en fonction de l'autre permet de mieux visualiser quelles transitions sont émises simultanément (cf. Fig. 7.5). A noter que chaque paire n'est reportée qu'une seule fois dans la matrice. Un seuil de 5 coups a également été fixé pour éliminer le fond lié aux coïncidences fortuites.

#### **Etude des coïncidences avec la raie à 987 keV:**

On observe que la raie à 987 keV semble être en coïncidence avec un grand nombre de transitions. Une projection sur l'axe  $E_{\gamma 1}$  lorsque  $E_{\gamma 2}$  est compris entre 800 keV et 1110 keV laisse apparaître cinq pics :  $181 \pm 29$  keV,  $292 \pm 22$  keV,  $414 \pm 17$  keV,  $632 \pm 13$  keV et  $874 \pm 30$  keV (cf. Fig. 7.6.A). On retrouve la raie mesurée précédemment à 638 keV (cf. Fig. 7.4). Celle à  $874 \pm 30$  keV est en accord, aux incertitudes près, avec la transition mesurée à  $845 \pm 5$  keV par [Cam06].

On réalise la même opération suivant l'axe  $E_{\gamma 2}$  et on observe une transition unique à  $1504 \pm 35$  keV (cf. Fig. 7.6.B).

#### **Etude des coïncidences avec la raie à 638 keV:**

Le paramètre  $E_{\gamma 1}$ , conditionné cette fois-ci sur une gamme en énergie  $E_{\gamma 2}$  entre 500 keV et 800 keV, laisse apparaître deux pics principaux :  $293 \pm 24$  keV et  $570 \pm 21$  keV (cf. Fig. 7.6.C). On observe que la contrainte imposée sur la résolution des fits gaussiens ne permet pas de reproduire l'allure de la distribution, ce qui laisse présager la présence d'autres pics. En laissant ce paramètre libre, les maxima sont encore localisés aux mêmes énergies, confirmant la prédominance de leur contribution (cf. Fig. 7.6.D).

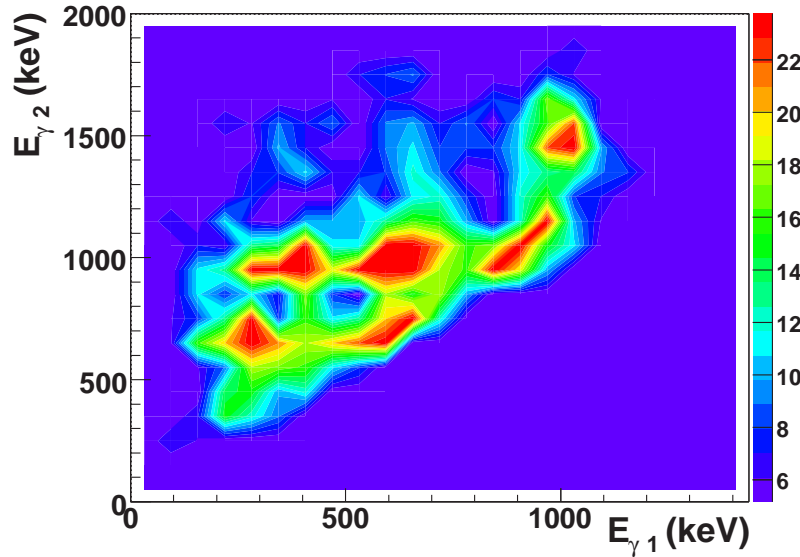
En effectuant une observation suivant l'axe  $E_{\gamma 2}$  et  $E_{\gamma 1}$ , on observe majoritairement le pic à 987 keV mais aussi celui à 874 keV (la figure n'est pas exposée).

**Etude des coïncidences avec la raie à 874 keV:**

Nous réalisons une projection sur l'axe  $E_{\gamma 1}$  pour  $E_{\gamma 2}$  compris entre 770 keV et 970 keV (la figure n'est pas exposée). On y retrouve principalement la raie à 638 keV. Ceci nous indique une décroissance en cascade de ces deux transitions, avec celle à 874 keV placée au dessus. On observe par ailleurs que la somme des transitions à 293 keV et 570 keV, observées ci-dessus, est égale à 863 keV et correspond donc, aux incertitudes près, à la valeur de la transition à 874 keV. On pense alors à une émission en cascade de ces dernières, parallèlement à celle à 874 keV.

**Etude d'autres coïncidences:**

Par une méthode similaire, il apparaît nettement que la transition à 414 keV est en coïncidence avec une à  $225 \pm 39$  keV (la figure n'est pas exposée).

FIG. 7.5 – Spectre coïncidence du  $^{40}\text{Si}$ .

C'est en tenant compte de toutes ces considérations qu'un schéma de niveaux préliminaire (exposé dans la figure 7.7) est établi.

Une des possibilités pour assigner les multipolarités des transitions peut être la reconstruction de leur distribution angulaire. Le formalisme employé est similaire à celui des corrélations angulaires exposé dans la sous-section 6.4.1 (se référer à [Mor76] et [Sie79] pour plus de détails). Compte tenu de la forte statistique disponible dans le pic à 987(6) keV, nous avons pu vérifier sa multipolarité :

Les détecteurs furent regroupés en 5 ensembles, au lieu des 21 précédemment établis (par tranches de  $20^\circ$ ). La figure 7.8 de gauche reporte le nombre de coups moyen observé par angle de détection  $\theta$  dans le référentiel du laboratoire. On observe une distribution anisotropie avec un maximum autour de  $70^\circ$ . Une telle allure est caractéristique des émissions gamma de type E2 observées aux énergies GANIL [Lee00].

Le calcul de la distribution angulaire  $W(\theta)$  dans le centre de masse se fait par la divi-



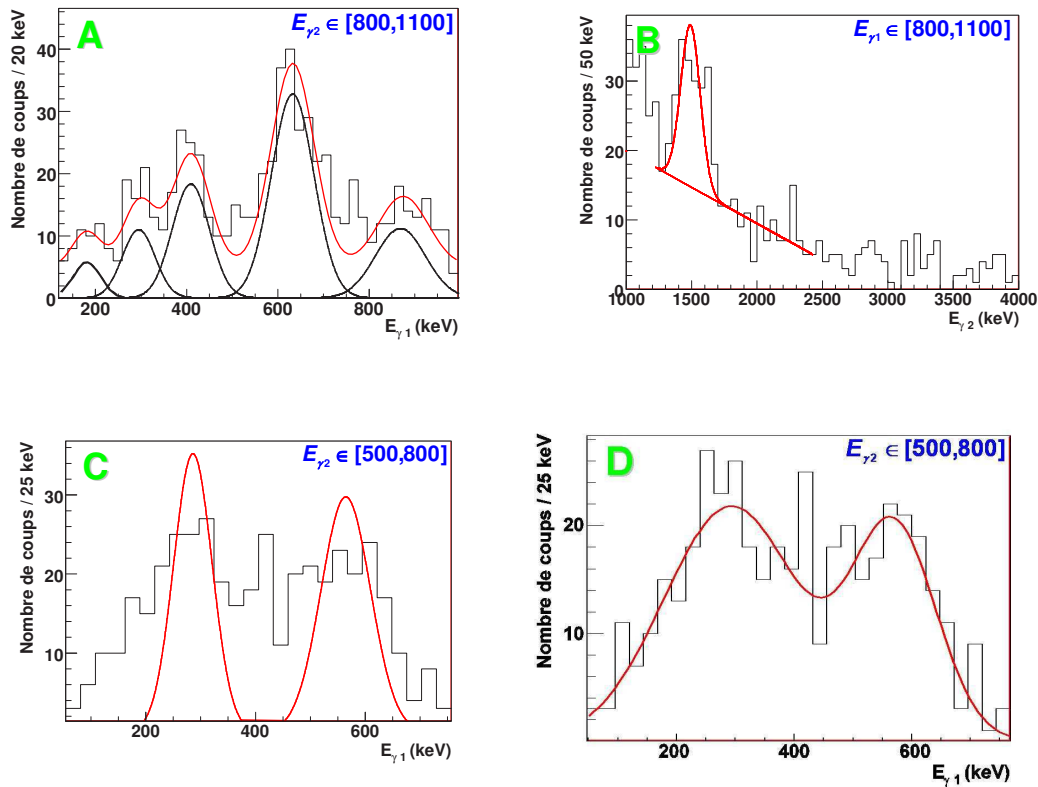


FIG. 7.6 – Allure de quelques unes des projections effectuées à partir du spectre coïncidence du  $^{40}\text{Si}$ . En bleu est indiquée la condition apportée sur chaque spectre.

sion du nombre de coups total, pour chaque angle de détection, par l'efficacité dans le référentiel du noyau établi dans la sous section 6.4.2. Cette dernière tient compte non seulement de l'effet Doppler mais aussi du changement d'angle solide apparent lié aux effets relativistes. La distribution obtenue pour le pic à 987(6) keV est reportée dans la figure 7.8 à droite. La forme de celle-ci conforte la nature quadripolaire électrique E2 de cette transition électromagnétique (cf. [Lee00] et [Han03]) et nous permet ainsi d'assigner le niveau en question comme étant le premier état excité  $2^+$ .

Nous avons ainsi reporté l'état des connaissances acquises sur le noyau de  $^{40}\text{Si}$  par le biais de cette expérience. Nous allons passer maintenant à l'étude du  $^{42}\text{Si}$  qui constitue l'enjeu majeur de notre investigation.

### 7.2.2 Etude du $^{42}\text{Si}$

Contrairement au  $^{40}\text{Si}$ , le  $^{42}\text{Si}$  est uniquement produit au cours de l'expérience à partir des noyaux du  $^{44}\text{S}$ . On en comptabilise un total de 132 à la fin des deux semaines de mesures. Le spectre en énergie  $\gamma$  mesurée est reporté dans la figure 7.9 en haut. On y observe un pic à  $770 \pm 19$  keV. Nous pensons que ce dernier correspond à la transition du premier état excité  $2^+$  vers l'état fondamental  $0^+$  de ce noyau. On

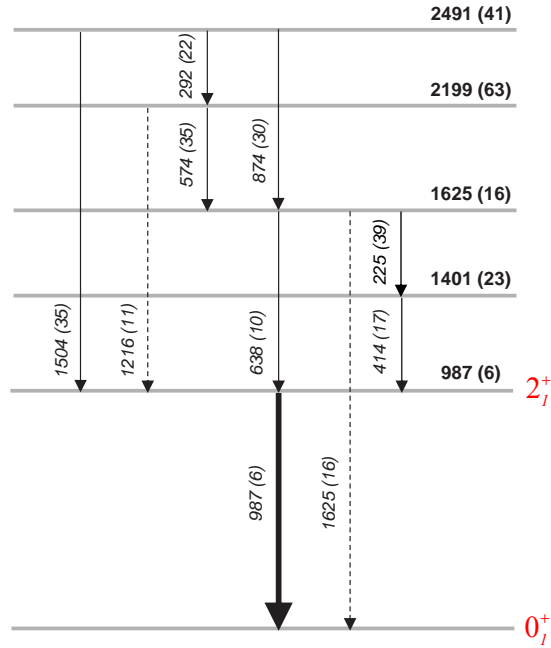
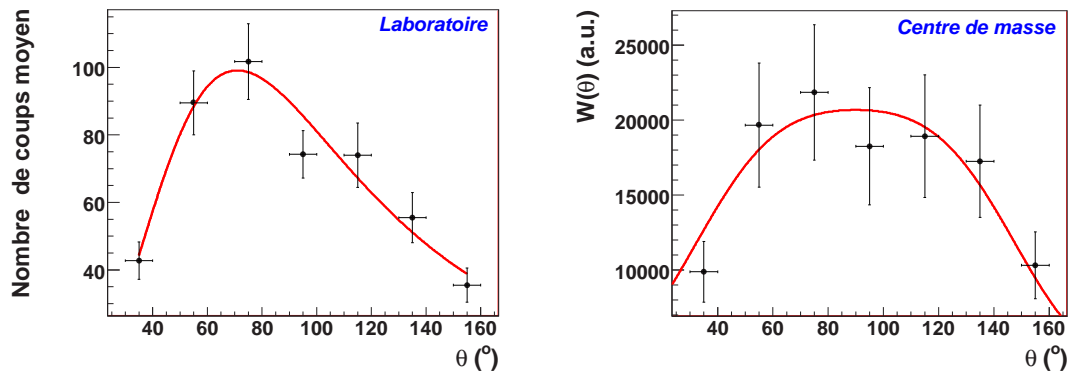
FIG. 7.7 – Schéma de niveaux préliminaire du  $^{40}\text{Si}$ 

FIG. 7.8 – A gauche : nombre de coups moyen observé pour la transition à 987 keV par angle de détection dans le référentiel du laboratoire. A droite : distribution angulaire reconstruite pour la raie à 987 keV.

dénombrer une accumulation de 22 coups entre 600 keV et 1 MeV, correspondant à un taux de décroissance via cet état de  $44 \pm 10$  %.

Afin de montrer qu'il ne s'agit pas d'un effet lié aux faibles statistiques nous avons exposé dans la figure 7.10, les spectres du  $^{38}\text{Si}$  et  $^{34}\text{Mg}$  avec le même nombre de coups total que celui du  $^{42}\text{Si}$ . On y trouve des transitions autour de 1100 keV et 700 keV qui

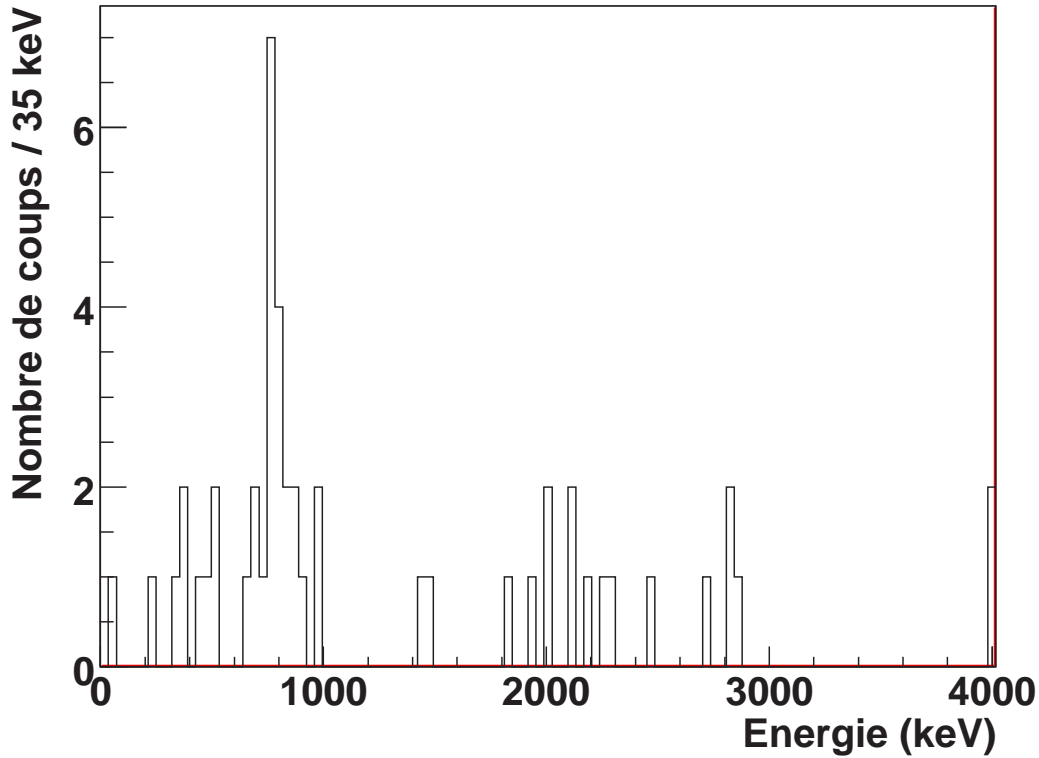


FIG. 7.9 – Spectre en énergie du  $^{42}\text{Si}$  obtenu à partir des noyaux de  $^{44}\text{S}$

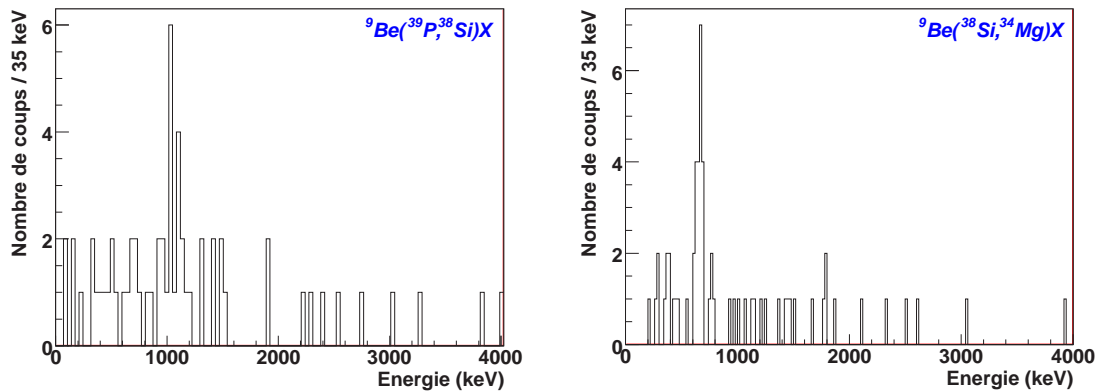


FIG. 7.10 – Spectres en énergie à statistique réduite du  $^{38}\text{Si}$  (à gauche) et  $^{34}\text{Mg}$  (à droite) obtenus à partir des noyaux de  $^{39}\text{P}$  et  $^{38}\text{Si}$ , respectivement.

correspondent à celles à  $1084 \pm 20$  keV et  $660 \pm 10$  keV mesurées par [Ibb98] et [Yon01]. Un des arguments avancés selon lequel il pourrait s'agir d'une transition entre deux états excités de haute énergie n'apparaît pas vraiment plausible, au vu de la courbe d'efficacité du Château de Cristal (cf. Fig. 6.13). Cette dernière demeurant encore très élevée jusqu'à haute énergie ( $22.8 \pm 2.9$  % à 2 MeV), leur présence aurait été visible :

ayant 22 coups à 770 keV pour une efficacité de 34.8%, on devrait observer 15 coups. Ce qui n'est clairement pas le cas.

C'est d'ailleurs cette grande efficacité en énergie qui explique le succès de l'expérience par rapport à celle de [Fri05] (cf. Tab. 7.4). Il existe un facteur 14 à 1 MeV entre les deux systèmes de détection.

Nous allons voir, plus tard, que d'autres arguments tendent à confirmer la nature de cette transition comme étant le premier état excité  $2^+$ .

Energie (keV)	$\varepsilon_{SeGA}$ (%)	$\varepsilon_{CHATO}$ (%)
180	5.7	$32.4 \pm 2.9$
1000	2.2	$30.3 \pm 2.9$
2000	1.3	$22.8 \pm 2.9$

TAB. 7.4 – Tableau comparatif de l'efficacité des multi-détecteurs  $\gamma$  SeGA et Château de Cristal pour différentes énergies, utilisés au cours des expériences de [Fri06] et [Bas07].

Le spectre des coïncidences gamma avec la raie à 770 keV pour ce noyau laisse apparaître un regroupement de 4 coups autour de 2 MeV mais la faible statistique ne permet bien évidemment pas de conclure. De même, une étude de sa distribution angulaire n'est pas possible. Le schéma de niveaux obtenu pour le  $^{42}\text{Si}$  est exposé dans la figure 7.11.

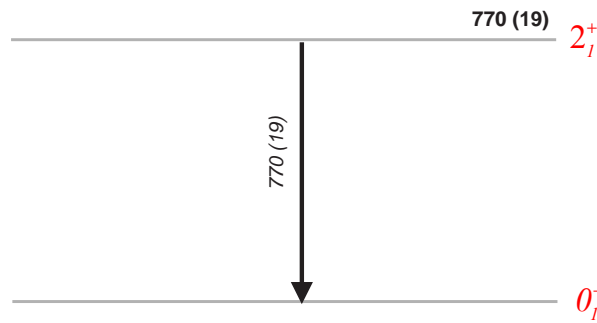


FIG. 7.11 – Schéma de niveaux du  $^{42}\text{Si}$

L'objectif majeur de cette investigation expérimentale a ainsi été atteint. Nous allons maintenant également exposer les résultats obtenus pour le dernier des isotopes pairs-pairs du Si produit au cours de l'expérience : le  $^{38}\text{Si}$ .

### 7.2.3 Etude du $^{38}\text{Si}$

Concernant les états excités de ce noyau, on ne connaît, à l'heure actuelle que l'énergie de son premier état excité  $2^+$  mesurée à  $1084 \pm 20$  keV par [Ibb98]. Un article récemment publié par [Cam07] montre l'existence de deux autres pics dans le spectre de ce noyau. Aucune valeur n'est fournie pour le moment. Ils apparaissent autour de 1160 keV et 1300 keV. Nous allons voir à présent ce qu'il ressort de l'analyse de nos données.

Tout comme le  $^{40}\text{Si}$ , le  $^{38}\text{Si}$  peut être produit à partir de plusieurs des particules incidentes constitutives du faisceau secondaire. Le tableau 7.5 quantifie la contribution en pourcent de chacun pour chaque semaine de mesures.

Particule incidente	$P_{sem1}$ (%)	$P_{sem2}$ (%)
$^{40}\text{P}$	$23.9 \pm 3.4$	$51.2 \pm 7.1$
$^{39}\text{P}$	$44.4 \pm 5.9$	$8.2 \pm 1.4$
$^{43}\text{S}$	$26.7 \pm 3.7$	$27.3 \pm 4.0$
$^{42}\text{S}$	$3.1 \pm 0.6$	$9.4 \pm 1.6$
$^{45}\text{Cl}$	$1.9 \pm 0.4$	$3.9 \pm 0.8$

TAB. 7.5 – Tableau reportant le pourcentage, en absolu, des particules incidentes productrices des noyaux de  $^{38}\text{Si}$  pour chaque semaine de mesures.

Nous avons considéré là aussi l'ensemble des réactions afin de maximiser la statistique. La figure 7.12 représente le spectre des énergies  $\gamma$  obtenu. Un pic principal à  $1078 \pm 22$  keV ressort nettement du spectre. Il correspond au premier état excité  $2^+$  mesuré par [Ibb98].

Afin de minimiser la contribution du pic à 1160 keV (bien que de faible intensité par rapport au  $2^+$  [Cam07]), nous avons effectué également un fit avec les événements de multiplicité égale à un. On mesure  $1072 \pm 20$  keV.

Les spectres conditionnés par différentes valeurs de multiplicité  $\gamma$  font aussi apparaître des accumulations de coups à très basse énergie (inférieure à 1 MeV) (cf. Fig. 7.13 en bas). Il est cependant difficile de voir une structure bien nette dans ces spectres.

Le spectre coïncidence, en insert de la figure 7.14, est conditionné pour un nombre de coups minimal de 10. On observe que les coïncidences entre les raies à 1 MeV dominent majoritairement. A cause de la mauvaise résolution du Château de cristal, il demeure toujours difficile de séparer la contribution de chacun. Il peut y avoir aussi un mélange entre les queues de distribution inférieures et supérieures de chacune.

Pour pouvoir visionner correctement les autres coïncidences, la limite maximale est portée arbitrairement à 48 coups. La plupart des transitions apparaissent en coïncidence avec le  $2^+$ . Parmi toutes ces transitions, il en est une qui offre des résultats assez suprenants : celle à  $2447 \pm 38$  keV.

#### Etude des coïncidences à basse énergie avec la raie à 2447 keV :

La figure 7.15 reporte une projection sur l'axe  $E_{\gamma 1}$  en imposant  $E_{\gamma 2}$  compris entre 2200 keV et 3000 keV et une multiplicité inférieure à 4. On retrouve dans ce spectre les transitions à 1 MeV mais aussi une série de plusieurs pics qui apparaissent régulièrement

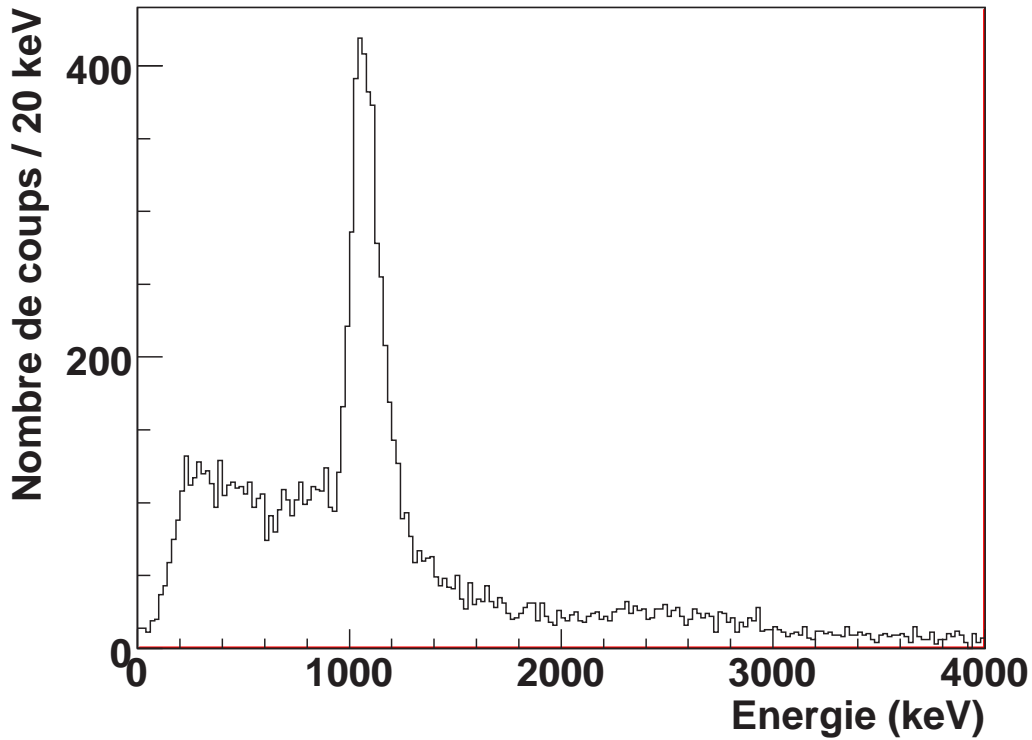


FIG. 7.12 – Spectre en énergie du  $^{38}\text{Si}$  obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs.

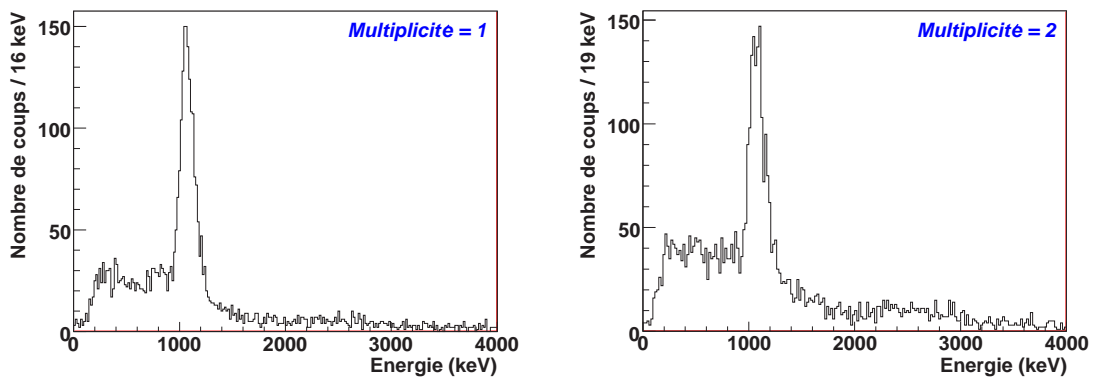


FIG. 7.13 – Spectres en énergie du  $^{38}\text{Si}$  obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et différentes conditions sur la multiplicité  $\gamma$ .

espacés et dont l'intensité diminue progressivement :  $285 \pm 17$  keV,  $520 \pm 17$  keV,  $764 \pm 19$  keV,  $1436 \pm 24$  keV et  $1636 \pm 35$  keV. Une telle évolution n'est pas sans rappeler le comportement d'une bande rotationnelle (cf. [Cas00] et Fig.7.16) . Partant de ce principe, il existe certainement deux autres raies noyées dans la distribution des transitions entre les états excités premiers de forte intensité situées à 1 MeV : une, à 1 MeV et une autre

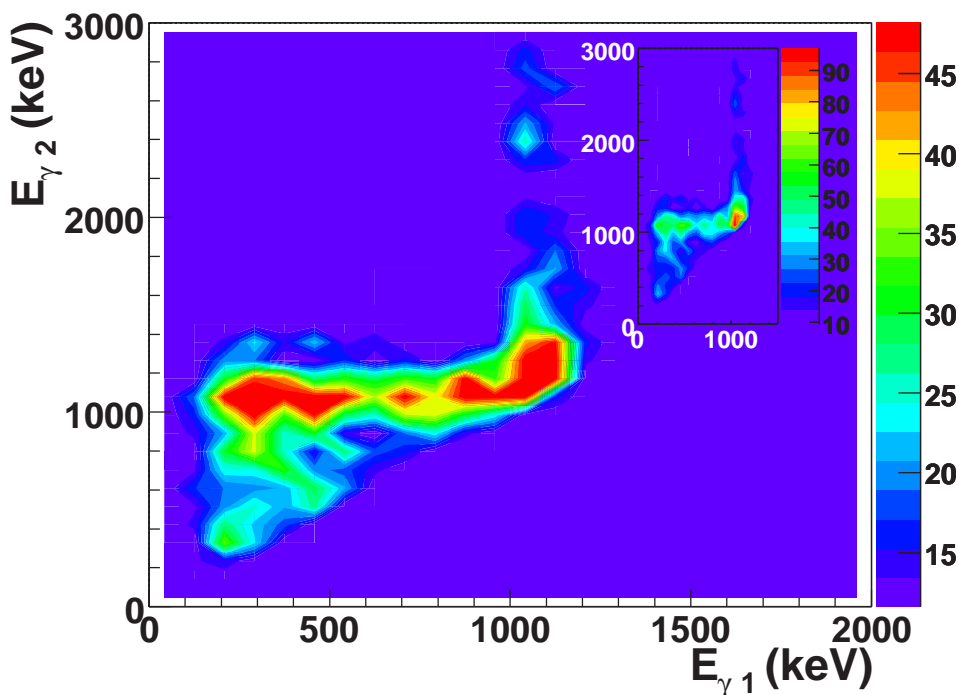


FIG. 7.14 – Spectres coïncidences du  $^{38}\text{Si}$ . Seules les valeurs du nombre minimal et maximal de coïncidences diffèrent entre la figure en insert et celle exposée en grand. Le minimum est fixé à 10 pour les deux. Le maximum est arbitrairement porté à 48 dans la figure principale. Cette condition permet de mieux visualiser les autres coïncidences.

à 1.2 MeV, dont les maxima atteignent 7 et 8 coups sur le spectre. Dans un premier temps, on affecte arbitrairement les numéros 1, 2, 3, 6 et 7 à ces pics. Ces derniers sont probablement en cascade. La figure 7.17 reporte l'énergie de ces transitions en fonction du numéro que nous venons de leur attribuer. Nous verrons dans le chapitre suivant comment traiter correctement ces énergies dans le formalisme du modèle collectif pour extraire des informations sur le moment d'inertie de ce noyau. Si on suppose que la raie à 2447 keV est située en cascade juste au dessus du premier  $2^+$ , il est envisageable de penser qu'il s'agit de transitions entre les états excités d'ordre supérieur à 1, compte tenu de l'énergie du niveau ( $3519 \pm 58$  keV).

L'étude menée par [Sta03] montre l'observation de niveaux allant jusqu'à 7.6 MeV et révèle que le taux de peuplement de ces états excités peut être élevée (peut être supérieur à 5%). Le fait d'observer la décroissance d'états de haut spin n'est donc pas impossible pour ce genre d'expérience. Il faut cependant noter que la population du état  $12^+$  est peu possible...

L'étude des autres transitions est loin d'être aussi évidente. Elle nécessite une analyse plus approfondie qui sera reportée ultérieurement.

Pour conclure sur l'aspect expérimental de ce noyau, nous avons mesuré son premier  $2^+$  à  $1072 \pm 20$  keV. Ce travail a également permis de mettre en lumière l'existence

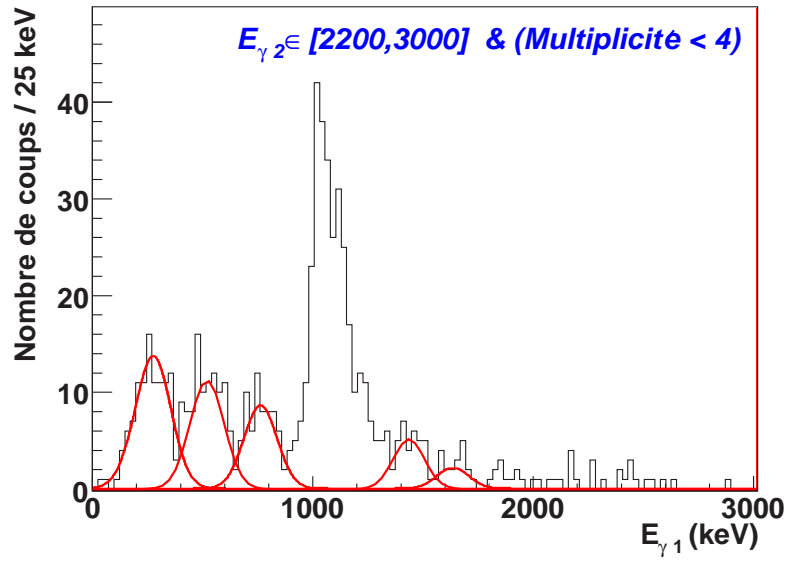


FIG. 7.15 – Projection effectuée sur l'axe  $E_{\gamma 1}$  à partir du spectre coïncidence du  $^{38}\text{Si}$  avec  $E_{\gamma 1}$  compris entre 2200 keV et 3000 keV et une multiplicité inférieure à 4.

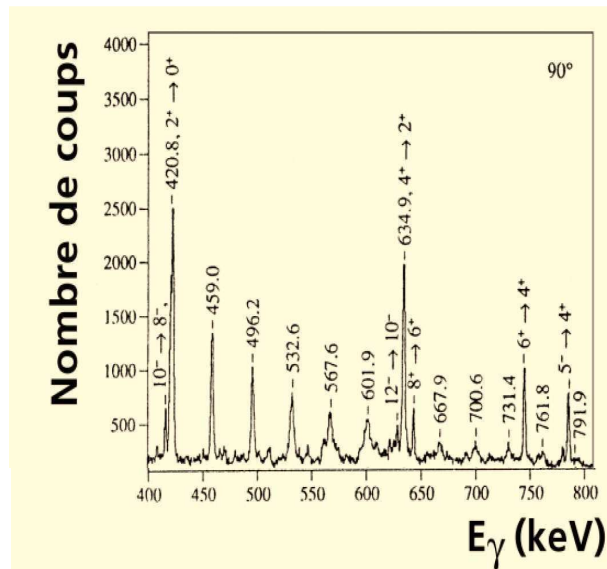


FIG. 7.16 – Exemple de bande de rotation observée dans de  $^{192}\text{Hg}$  (extrait de [Gal99]).

éventuelle d'une bande rotationnelle entre les états excités d'un même ordre supérieur à un. Le schéma de niveau préliminaire envisagé est reporté dans la figure 7.18.

C'est avec ce schéma de niveaux préliminaire du  $^{38}\text{Si}$  que se trouve clôturée l'analyse des isotopes pairs-pairs du silicium produits au cours de l'expérience. Dans le chapitre



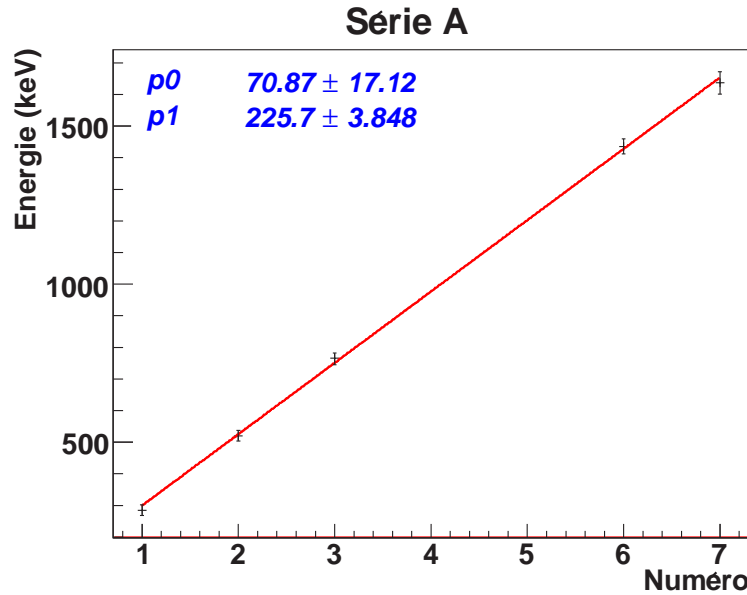


FIG. 7.17 – Spectre montrant l'existence éventuelle d'une bande rotationnelle pour les états excités d'un même ordre supérieur à un. Il représente les énergies entre les transitions intermédiaires en fonction d'un numéro provisoire que nous leur avons attribué. Les coefficients  $p0$  et  $p1$  correspondent, respectivement, à l'ordonnée à l'origine et au coefficient directeur de l'ajustement linéaire effectué.

suivant, nous reprendrons l'ensemble des résultats les concernant pour pouvoir les comparer aux calculs théoriques issus du modèle en couches.

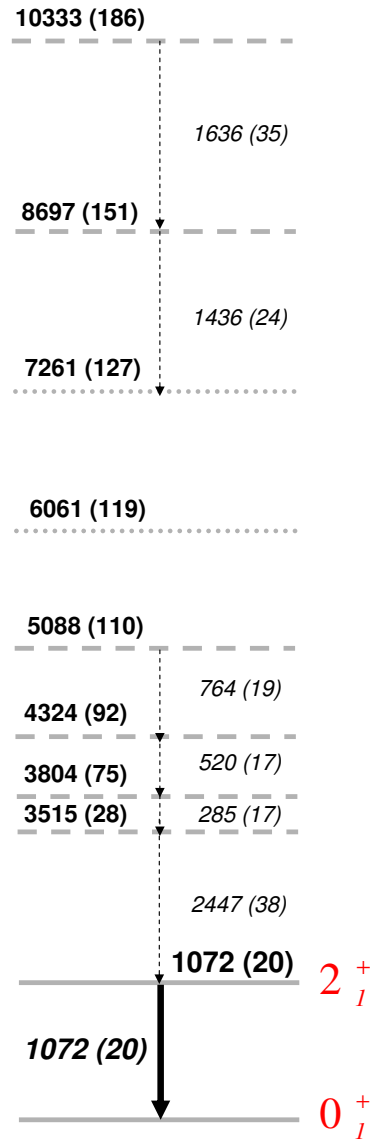
Nous allons maintenant nous intéresser aux isotopes pairs-impairs du phosphore que sont les noyaux de  $^{43}\text{P}$  et  $^{41}\text{P}$ . Ces derniers ont la particularité de disposer d'un proton supplémentaire par rapport au  $^{42}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Si}$ . Celui-ci se trouve dans les orbitales protons quasi-dégénérées  $s_{1/2}$ - $d_{3/2}$ .

## 7.3 Schémas de niveaux des noyaux de $^{41,43}\text{P}$

Le  $^{41}\text{P}$  et  $^{43}\text{P}$  possèdent 15 protons tous les deux et 26 et 28 neutrons, respectivement. Il s'agit donc de noyaux pairs-impairs. Contrairement aux noyaux pairs-pairs de silicium étudiés précédemment, ils possèdent donc des états excités de spin demi-entier. Nous allons commencer par l'étude du  $^{43}\text{P}$  dont le premier état excité  $3/2^+$  a déjà été mesuré par [Fri05], pour vérifier si nous retrouvons le même résultat et éventuellement d'autres transitions. L'analyse du  $^{41}\text{P}$  se fera par la suite.

### 7.3.1 Etude du $^{43}\text{P}$

Au cours de l'expérience, le  $^{43}\text{P}$  a été produit par réaction de knockout d'un ou deux protons à partir des noyaux de  $^{44}\text{S}$  ou  $^{45}\text{Cl}$ , respectivement. Le tableau 7.6 présente le pourcentage de production de chacun, au cours des deux semaines de mesures. On observe que la tendance de la première semaine où le  $^{45}\text{Cl}$  apparaît comme producteur

FIG. 7.18 – Schéma de niveaux préliminaire du  $^{38}\text{Si}$ 

principal, est inversée au cours de la seconde semaine. Lors de cette dernière, une augmentation du taux de production des particules de  $^{44}\text{S}$  par rapport aux autres noyaux incidents a été enregistrée (cf. Tab. 5.1). Le rapport entre le taux de production de  $^{45}\text{Cl}$  par rapport à celui de  $^{44}\text{S}$  passe de 4.4 à 2.5, soit un facteur 2.2. On retrouve ce facteur dans le pourcentage de production de  $^{43}\text{P}$  entre les deux semaines. On note par ailleurs que la distribution en moment à la sortie de la cible est quasiment identique entre les deux séries et que celle de la réaction  $^9\text{Be}(^{45}\text{Cl}, ^{43}\text{P})\text{X}$  est centrée dans le plan focal, contrairement à celle de la réaction  $^9\text{Be}(^{44}\text{S}, ^{43}\text{P})\text{X}$  (cf. Annexe B). Cela signifie que la section efficace inclusive de la première est plus faible - bien que centrée dans

le plan focal et avec deux fois plus de taux de particules incidentes - que celle de la seconde. On mesure  $\sigma_{-2p} = (0.114 \pm 0.019)$  mb contre  $\sigma_{-1p} = (7.6 \pm 1.1)$  mb reporté par [Fri05]. Nous n'avons malheureusement pas pu estimer  $\sigma_{-1p}$  pour des raisons de coupures en acceptance trop importantes.

Particule incidente	P <sub>sem1</sub> (%)	P <sub>sem2</sub> (%)
<sup>45</sup> Cl	61.3 ± 11.8	29.5 ± 5.2
<sup>44</sup> S	38.7 ± 8.0	70.5 ± 11.2

TAB. 7.6 – Tableau reportant le pourcentage, en absolu, des particules incidentes productrices de <sup>43</sup>P pour chaque semaine de mesures.

Nous refermons cette parenthèse concernant les sections efficaces, pour revenir à l'étude du spectre en énergie qui fait l'objet de cette partie. Ce dernier est reporté dans la figure 7.19. Il contient la statistique des deux types de réaction. On mesure un pic de très grande intensité à  $186 \pm 12$  keV qui apparaît en accord avec la transition à  $184 \pm 3$  keV reportée par [Fri05] et qu'il attribue au premier état excité  $3/2^+$ . La forme du fond adopté est calquée sur celui du <sup>41</sup>P exposé juste après et qui possède plus de statistiques. A noter que cette comparaison est un peu biaisée car cette raie a été utilisée pour réajuster la calibration en énergie du Château de Cristal. On observe par ailleurs une accumulation de coups autour de 900 keV dont la largeur laisse présager la présence de plusieurs pics. La variation du paramètre multiplicité n'apporte pas d'éléments supplémentaires à la compréhension du spectre qui est très largement dominé par le pic à 186 keV. Pour une multiplicité égale à deux, on note une petite augmentation relative de la distribution autour de 900 keV, sans pour autant séparer ses composantes.

Le spectre coïncidence, non reporté ici, met en lumière l'existence de deux transitions en coïncidence avec celle à 186 keV :  $789 \pm 29$  keV et  $918 \pm 26$  keV. La projection sur l'axe  $E_{\gamma 2}$  avec  $E_{\gamma 1}$  compris entre 100 keV et 300 keV est présentée en insert dans la figure 7.19. Les ajustements gaussiens ont été réalisés en fixant les largeurs à mi-hauteur des pics et en considérant un fond calqué sur celui du <sup>41</sup>P. Par ailleurs, ces dernières n'apparaissent pas corrélées entre elles dans la matrice. Elles semblent donc émises en parallèle. Il est difficile de leur assigner leur multipolarité mais l'une d'entre elles pourrait correspondre à un état  $\frac{5}{2}^+$ . Nous reviendrons sur cette hypothèse dans le chapitre dédié à l'interprétation des résultats.

C'est en tenant compte de toutes ces informations que le schéma de niveau reporté dans la figure 7.20 a été établi. Nous allons maintenant passer à l'étude du dernier noyau présenté dans le manuscrit : le <sup>41</sup>P.

### 7.3.2 Etude du <sup>41</sup>P

Dans la configuration expérimentale adoptée, le noyau de <sup>41</sup>P est principalement produit par les noyaux incidents de <sup>42</sup>S, <sup>43</sup>S et <sup>45</sup>Cl. Le tableau 7.7 résume le pourcentage de production de chacun.

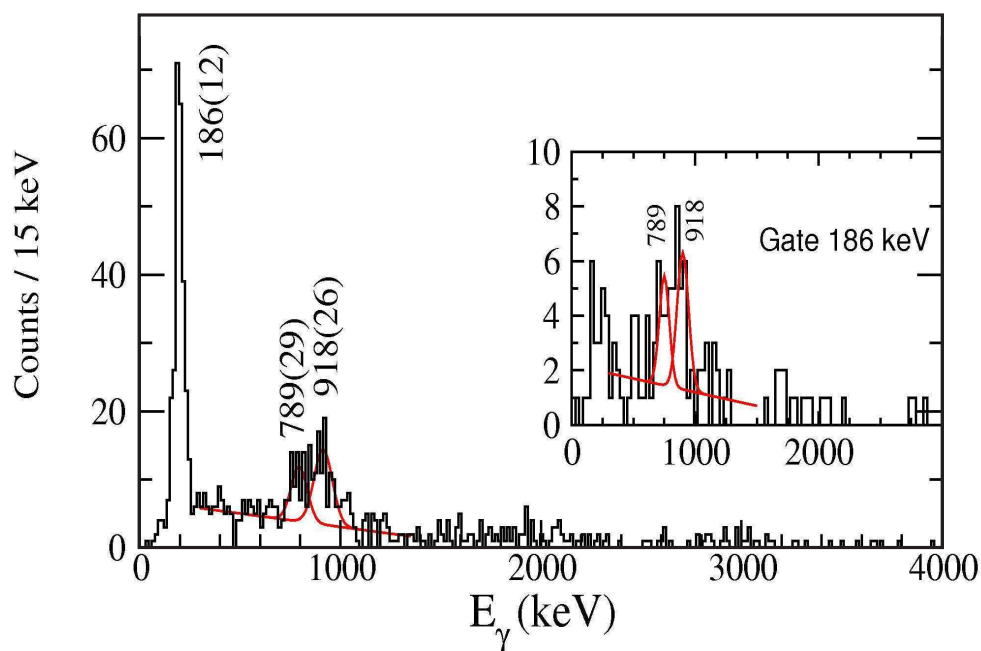


FIG. 7.19 – Spectre en énergie du  $^{43}\text{P}$  obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs. En insert, se trouve le spectre des transitions en coïncidence avec la raie à 186 keV.

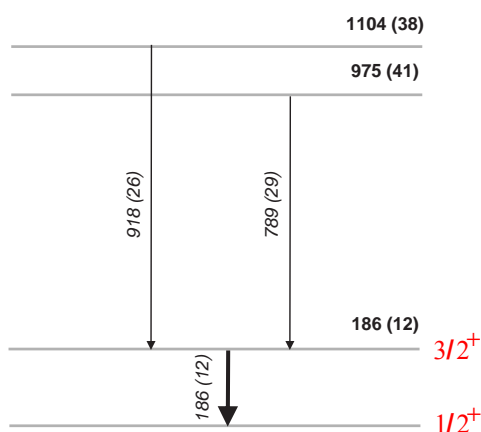


FIG. 7.20 – Schéma de niveaux du  $^{43}\text{P}$

Le spectre en énergie obtenu avec le cumul de la statistique est présenté dans la figure 7.21. On observe un pic de très haute intensité ( $22.2 \pm 2.8$  % du spectre total) à

Particule incidente	$P_{sem1}$ (%)	$P_{sem2}$ (%)
$^{45}\text{Cl}$	$5.8 \pm 0.9$	$13.0 \pm 1.8$
$^{43}\text{S}$	$1.3 \pm 0.3$	$5.3 \pm 0.9$
$^{42}\text{S}$	$92.9 \pm 7.0$	$81.7 \pm 9.9$

TAB. 7.7 – Tableau reportant le pourcentage, en absolu, des particules incidentes productrices des noyaux de  $^{41}\text{P}$  pour chaque semaine de mesures.

basse énergie :  $172 \pm 12$  keV. Nous pensons qu'il s'agit du premier  $\frac{3}{2}^+$ . On note aussi la présence de quatre autres principales transitions :  $420 \pm 12$  keV,  $964 \pm 24$  keV,  $1146 \pm 28$  keV et  $1408 \pm 19$  keV. En imposant une multiplicité égale à un, on remarque que l'intensité relative du pic à 1146 keV par rapport aux autres raies est plus importante qu'avant (cf. Fig.7.22). Par contre, pour les événements de multiplicité égale à deux, ce sont les transitions à 420 keV et 964 keV qui sont bien développées. Tout ceci nous laisse à penser que le pic à 1146 keV doit correspondre à une décroissance directe vers le niveau fondamental  $\frac{3}{2}^+$  et que les raies à 420 keV et 964 keV sont comprises dans une cascade.

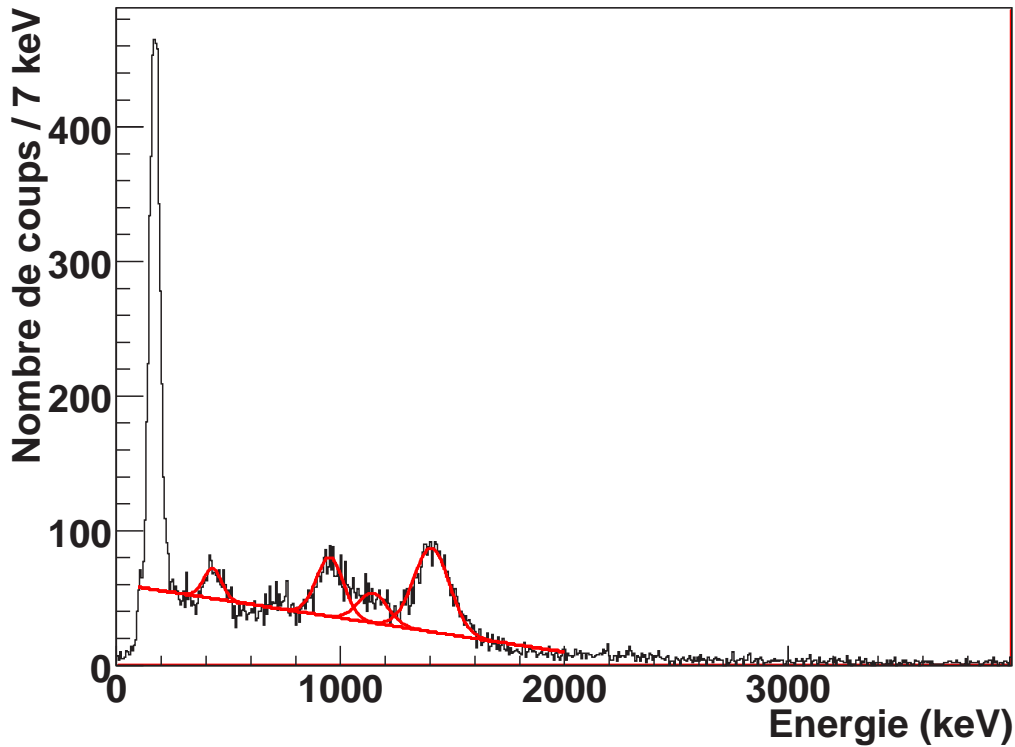


FIG. 7.21 – Spectre en énergie du  $^{41}\text{P}$  obtenu à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs.

Le spectre coïncidence montre que la transition à 172 keV est principalement en coïncidence avec la transition à 1408 keV (cf. Fig. 7.23). Une projection suivant l'axe  $E_{\gamma 2}$  avec  $E_{\gamma 1}$  compris entre 100 keV et 300 keV et pour les événements de multiplicité inférieure à 4 montre qu'elle l'est aussi avec celle à 964 keV et très peu avec celle à 420

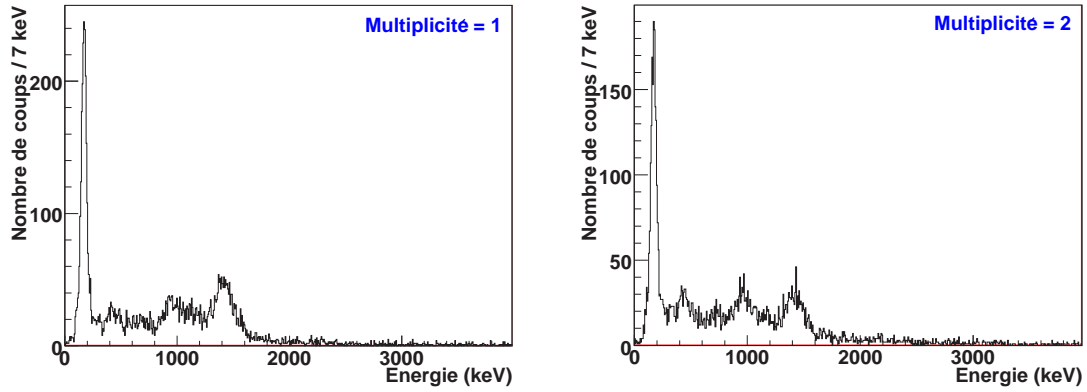


FIG. 7.22 – Spectres en énergie du  $^{41}\text{P}$  obtenus à partir de l'ensemble de ses noyaux producteurs et une condition sur la multiplicité  $\gamma$ .

keV (cf. Fig. 7.24 à gauche). Aucun signe de coïncidence marquant avec celle à 1408 keV n'est visible. Par ailleurs, la projection sur  $E_{\gamma 1}$  avec  $E_{\gamma 2}$  conditionnée sur la première moitié de la transition à 964 keV (pour s'affranchir de la contribution éventuelle du pic à 1146 keV) permet de mettre en lumière la cascade entre celle-ci et les raies à 172 keV et 420 keV (cf. Fig. 7.24 à droite).

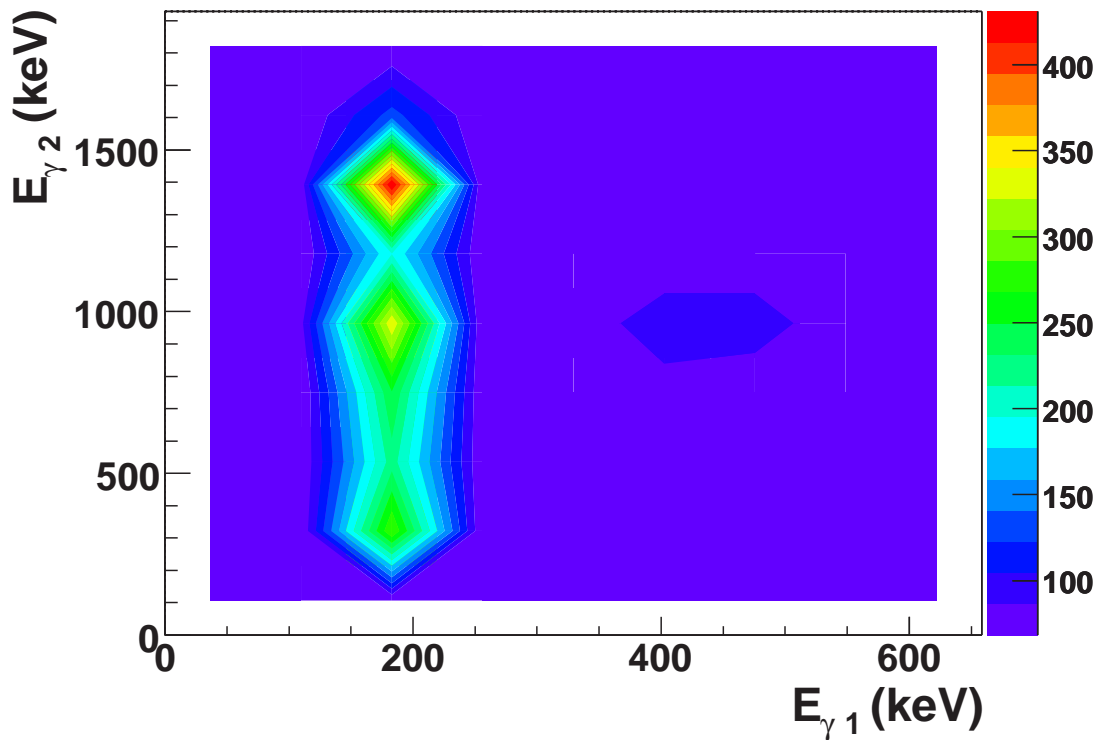


FIG. 7.23 – Spectre coïncidence du  $^{41}\text{P}$ .

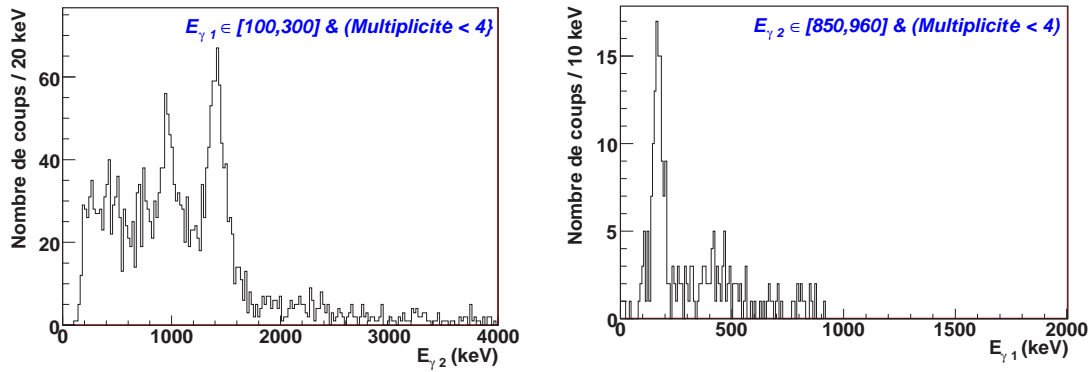


FIG. 7.24 – *Etude des coïncidences avec la transition à keV du  $^{41}\text{P}$ . A gauche : projection sur l'axe  $\gamma_1$  en imposant  $E_{\gamma 2}$  compris entre 100 keV et 300 keV et pour les événements de multiplicité inférieure à 4. A droite : projection sur l'axe  $\gamma_1$  en imposant  $E_{\gamma 2}$  compris entre 100 keV et 300 keV et pour les événements de multiplicité inférieure à 4.*

Le schéma de niveau déduit de ces observations est exposé dans la figure 7.25. C'est avec ce noyau que le chapitre dédié aux résultats est clôturé. Nous allons maintenant effectuer une comparaison de ces résultats avec les calculs théoriques. A partir de là, nous tenterons de voir s'il est possible de mieux comprendre l'évolution des propriétés et de la structure sous-jacente de ces noyaux situés loin de la stabilité.

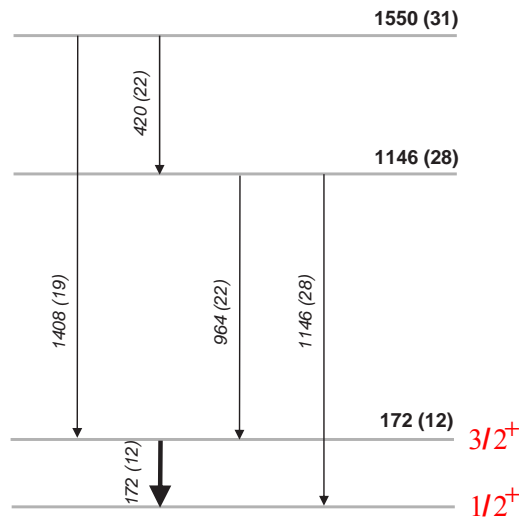


FIG. 7.25 – *Schéma de niveaux du  $^{41}\text{P}$*

# Chapitre 8

## Interprétation des résultats

Ce chapitre reprend les résultats obtenus pour les noyaux de  $^{38,40,42}\text{Si}$  et  $^{41,43}\text{P}$  pour en offrir une interprétation à la lumière des calculs théoriques récemment effectués. Il est divisé en deux sections qui correspondent aux deux différents aspects abordés au cours de l'expérience :

La première section évoque l'interprétation faite par Fridmann et collaborateurs concernant les sections efficaces des réactions  $^9\text{Be}(^{44}\text{S}, ^{42}\text{Si})\text{X}$  et  $^9\text{Be}(^{44}\text{S}, ^{43}\text{P})\text{X}$  par comparaison avec des calculs effectués utilisant le formalisme développé par J. Tostevin [Tos04]. Nous verrons quelles en sont les limites.

Dans la seconde section, nous présenterons la courbe expérimentale de l'évolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  des noyaux pairs-pairs de Si de  $N=20$  à  $N=28$ . Celle-ci sera comparée avec le résultat des calculs récemment réalisés par F. Nowacki et A. Poves. Nous évoquerons notamment les contraintes sur l'interaction qui ont pu être déduites de ces données. Nous discuterons également de la corrélation qui existe entre les noyaux pairs-pairs et pairs-impairs des isotopes de Si et P, respectivement. D'autre part, nous étudierons quels effets peuvent induire une restriction de l'espace de valence des neutrons ou des protons. Les taux d'occupation des orbitales neutrons et protons de  $N=20$  à  $N=28$  pour les isotopes pairs-pairs de Si seront également présentés. Ces systématiques de calcul, à partir de la nouvelle interaction, ont été effectuées par D. Leubert.

A partir de là, nous aurons suffisamment d'éléments en main pour pouvoir répondre à notre question de départ : observons-nous une perte de magie pour les noyaux riches en neutrons à  $N=28$  ?

### 8.1 Interprétation possible des sections efficaces de réaction

Deux expériences de spectroscopie  $\gamma$  en ligne des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches  $N=28$  ont été menées : l'une au NSCL (Michigan, Etats-Unis) et celle-ci au GANIL (Caen, France). Elles ont permis de mesurer toutes les deux la section efficace de la réaction  $^9\text{Be}(^{44}\text{S}, ^{42}\text{Si})\text{X}$  :  $120 \pm 20 \mu\text{b}$  à 98.6 A MeV et  $80 \pm 10 \mu\text{b}$  à 45.88 A MeV, respectivement. Elles apparaissent en accord aux incertitudes près et



en tenant compte d'un facteur 19% lié à la dépendance en énergie des sections efficaces entre les deux expériences [Tos].

Une étude théorique de cette section efficace a été effectuée par Fridmann et collaborateurs en utilisant le formalisme de [Tos04]. Ces calculs de sections efficaces de perte de deux nucléons corrélés combinent les amplitudes spectroscopiques deux nucléons issus des calculs modèle en couches et la théorie des réactions utilisant l'approximation eikonale (la trajectoire du projectile est considérée comme une ligne droite, compte tenu de la haute énergie du faisceau incident). Dans l'article [Fri05], ces calculs ont été réalisés en ne considérant que la partie dominante de l'épluchage (dit "stripping"). Ils obtiennent une section efficace de 0.17 mb à leur énergie, ce qui est en accord avec les mesures expérimentales. Partant ensuite du principe que la section efficace de perte de deux protons dépend du nombre de protons de valence - suivant les observations faites par [Baz03] - ils en déduisent que la faible valeur enregistrée pour le  $^{42}\text{Si}$  reflète la présence d'une fermeture de couches à  $Z=14$  où l'orbitale  $d_{5/2}$  serait pleinement remplie. Il s'agit, à leur yeux, d'une évidence du caractère magique de ce noyau. La non présence de transition dans le spectre en énergie d'excitation serait liée au fait que celle-ci se situe à très haute énergie.

D'autre part, des calculs modèle en couches utilisant le code OXBASH [Bro04] avec un espace de valence  $f_{7/2}-p_{3/2}$  tronqué ont été menés par Fridmann et collaborateurs dans le même article. Ils obtiennent un état fondamental à 70% en configuration close  $d_{5/2}^6$  pour les protons et  $f_{7/2}^8$  pour les neutrons. Autrement dit, compte tenu de ces calculs le  $^{42}\text{Si}$  apparaît là aussi comme étant à configuration sphérique. A noter que la troncature effectuée apparaît comme étant une hypothèse forte. Nous verrons par la suite quels biais peut apporter une telle hypothèse et qu'il n'est pas correct de procéder ainsi pour ce noyau.

Nous avons démontré avec l'expérience menée au GANIL, que la non observation du  $2^+$  par Fridmann et collaborateurs était liée à la plus faible efficacité de leur dispositif expérimental. Par ailleurs, ils possèdent un bruit de fond exponentiel dans leurs spectres tandis que, dans notre cas, la combinaison du Château de Cristal avec le détecteur CATS offre une résolution en temps permettant de réduire fortement le bruit de fond lié aux particules chargées. L'observation des transitions gamma leur est donc beaucoup plus difficile.

Nous refermons cette parenthèse pour en revenir aux calculs de sections efficaces. Fridmann et collaborateurs ont complété leur étude dans un second article [Fri06] en incluant cette fois les effets diffractifs. La figure présente dans l'article [Fri06] (cf. Fig. 8.1), montre l'évolution en fonction de la réduction des gaps neutron ( $\Delta E\nu$ ) et proton ( $\Delta E\pi$ ) de plusieurs observables que sont (de haut en bas) :

- la section efficace inclusive de production du  $^{42}\text{Si}$  à partir du noyau incident de  $^{44}\text{S}$ ,
- l'énergie de son premier état excité  $2^+$ ,
- et la probabilité de transition de son premier état excité  $2^+$  vers l'état fondamental  $0^+$ .

Les valeurs des gaps  $\nu f_{7/2}-p_{3/2}$  et  $\pi d_{5/2}-d_{3/2}$  sont initialement fixées à 3.6 MeV et 5.9 MeV, respectivement. Elles correspondent aux gaps obtenus par les calculs modèle en

couches utilisant l'interaction de Nowacki-Nummela. Cette figure montre que la diminution de 1 MeV du gap neutron, combinée ou pas avec une diminution de 1 MeV du gap proton, permet de reproduire la section efficace mesurée. Cette faible évolution des gaps engendre, toutefois, une augmentation de la déformation et une chute de l'énergie du premier état excité du <sup>42</sup>Si. Cette figure montre, à nos yeux, la preuve même que la section efficace inclusive n'est pas une information suffisante pour conclure sur l'évolution des propriétés intrinsèques du noyau. D'ailleurs, aucune référence au caractère magique du <sup>42</sup>Si n'est faite dans cet article.

Cet article fournit également la section efficace de la réaction <sup>9</sup>Be(<sup>44</sup>S, <sup>43</sup>P)X. La valeur inclusive vaut  $7.6 \pm 1.1$  mb. Des coïncidences avec les  $\gamma$  émis montrent que l'état à 184 keV représente  $75 \pm 15$  % de la section efficace inclusive. Considérant le fait que les réactions de perte d'un proton peuplent préférentiellement les états à un trou de proton [Han03], et en effectuant des comparaisons avec les distributions de la force des orbitales  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$  issues des calculs modèle en couches, l'état fondamental de ce noyau apparaît concentré dans l'orbitale  $s_{1/2}$  et le premier état excité  $3/2^+$  dans la  $d_{3/2}$ . La quasi-dégénérescence des orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  est mise en avant.

Voici un exemple d'interprétation des sections efficaces de réaction qui peut être effectuée. Nous retenons qu'une section efficace inclusive peut être reproduite par plusieurs configurations et qu'elle n'offre pas toujours une information pertinente quant à la structure du noyau. Par contre, des coïncidences avec les transitions  $\gamma$  peuvent l'être.

Nous allons maintenant aborder l'évolution de l'énergie des premiers états excités des noyaux pairs-pairs de Si et pairs-impairs de P mesurés au cours de l'expérience

## 8.2 Interprétation des schémas de niveaux des noyaux de <sup>38,40,42</sup>Si et <sup>41,43</sup>P

Nous nous sommes intéressés, dans un premier temps, à l'évolution de l'énergie du premier état excité  $2_1^+$  des isotopes pairs-pairs de silicium.

### 8.2.1 Evolution de l'énergie $2_1^+$ des isotopes pairs-pairs de Si

La figure 8.2 représente l'énergie du premier  $2^+$  mesurée expérimentalement en fonction du nombre de neutrons N pour les isotopes pairs-pairs de silicium et de calcium. Elle a été établie à partir des valeurs disponibles dans la littérature et complétée par les résultats obtenus dans cette expérience.

Dans le chapitre 1, nous avons vu que les noyaux possédant un nombre magique de neutrons et/ou de protons ont des propriétés de surstabilité par rapport aux noyaux situés autour. Nous avons également énuméré un ensemble d'observables qui font ressortir la caractéristique magique de ces noyaux. Parmi celles-ci, se trouve l'énergie du premier état excité  $2^+$  des noyaux pairs-pairs. On mesure une valeur relativement élevée du  $2^+$  pour les noyaux magiques par rapport aux autres pour les noyaux stables (cf. Fig. 1.4). Nous observons également cette caractéristique pour les isotopes du calcium à N=20 et N=28. Par contre, pour les isotopes de silicium, ceci n'est plus vrai à N=28. L'énergie

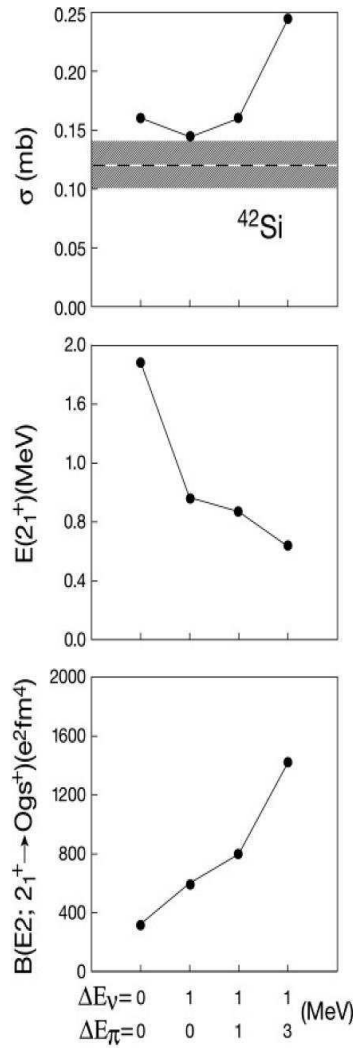


FIG. 8.1 – Figure montrant l'évolution de la section efficace de production du  $^{42}\text{Si}$  par réaction de knockout de deux protons du  $^{44}\text{S}$  (en haut), de l'énergie de son premier état excité  $2^+$  (au milieu) et de la probabilité de transition de ce premier état excité  $2^+$  vers l'état fondamental  $0^+$  (en bas) en fonction de la diminution des gaps neutron ( $f_{7/2}$ - $p_{3/2}$ ) et proton ( $d_{5/2}$ - $d_{3/2}$ ).

de l'état  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$  est très faible : il possède la plus petite valeur de  $2^+$  à  $N=28$  et correspond à l'une des plus petites énergies du  $2^+$  jamais mesurées dans cette zone de la carte des noyaux.

En observant la figure de plus près, on note que la déviation de l'évolution du  $2^+$  des isotopes de Si par rapport à celle des Ca commence à s'opérer à partir de  $N=26$ . Un tel phénomène a été interprété par [Cam06] comme étant une indication d'un gap  $N=28$  réduit. Cependant, le  $2^+$  pour ce noyau est essentiellement dû aux excitations à l'intérieur de la couche  $f_{7/2}$ . De ce fait, les excitations neutrons ne sont pas très sensibles au gap  $N=28$  pour ce noyau.

Inversement, le premier état excité du  $^{42}\text{Si}$  est issu des excitations particules-trous à

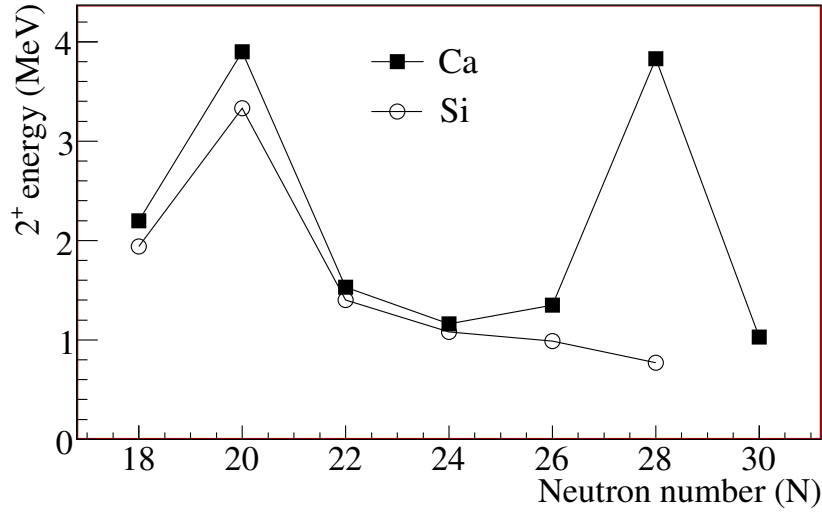


FIG. 8.2 – Evolution de l'énergie du  $2_1^+$  mesurée expérimentalement en fonction du nombre de neutrons  $N$  pour les isotopes pairs-pairs de silicium et de calcium

travers le gap. C'est pourquoi une telle chute de l'énergie du premier  $2^+$  traduit, sans conteste, la disparition de la fermeture de couches sphérique à  $N=28$  dans le  $^{42}\text{Si}$ .

### 8.2.2 Corrélation avec les états excités des noyaux pairs-impairs de P

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il semble y avoir une similitude dans l'évolution des sections efficaces inclusives de production par réaction de knockout d'un proton des noyaux pairs-pairs de Si et pairs-impairs de P.

La figure 8.3 récapitule les schémas de niveaux des noyaux de  $^{41,43}\text{P}$  reconstruits expérimentalement. Les résultats obtenus par les calculs modèle en couches récemment effectués sont présentés en parallèle. On observe un état de basse énergie dans les deux cas, qui correspond aux états  $3/2_1^+$ . On note la présence d'un doublet à 1.2 MeV et 1 MeV en moyenne pour chacun. Cette diminution de 200 keV entre le  $^{41}\text{P}$  et  $^{43}\text{P}$  n'est pas sans rappeler celle entre les  $2_1^+$  du  $^{40}\text{Si}$  et  $^{42}\text{Si}$ . Ces dernières sont reportées en pointillé. Une telle corrélation entre ces états est interprétée comme étant due au couplage du dernier proton dans les orbitales  $s_{1/2}$  ou  $d_{5/2}$  avec les excitations  $2^+$  du coeur de Si. A contrario, un caractère magique des coeurs de Si aurait pour conséquence l'observation d'un comportement des P analogue à celui des K. Pour ces derniers, on observe des états  $1/2_1^+$  et  $3/2_1^+$  très proches, ceci étant lié à la quasi-dégénérescence des orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  pour les noyaux de  $Z$  impairs à  $N=28$ . Loin au dessus, se trouvent d'autres états excités qui traduisent le caractère magique des coeurs de Ca.

Les schémas de niveaux théoriques ont été effectués avec la nouvelle interaction effective SDPF-NR. Nous allons détailler, à présent, les modifications qui lui ont été apportées afin de mieux comprendre quels éléments précédemment manquants jouent un rôle important pour ces noyaux.

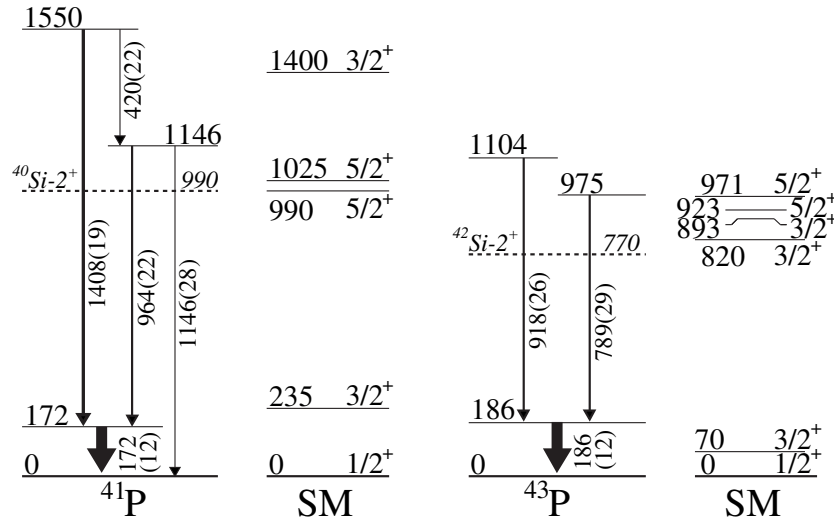


FIG. 8.3 – Schémas de niveaux pour les noyaux de  $^{41,43}\text{P}$  obtenus par cette expérience en comparaison avec les calculs théoriques modèle en couches récents. En pointillé est reporté le  $2^+$  du silicium isotone au noyau considéré.

### 8.2.3 Modifications apportées à l'interaction effective SDPF-NR

Les calculs effectués avec l'ancienne interaction SDPF-NR [Cau04], et en utilisant un espace de valence non tronqué comprenant les couches  $sd$  pour les protons et  $pf$  pour les neutrons, ont permis de reproduire avec succès la spectroscopie des noyaux de  $Z=16$  à  $Z=20$  et  $N=20$  à  $N=28$ . Les caractéristiques les plus remarquables sont :

- la diminution de l'écart en énergie des orbitales  $d_{3/2}-s_{1/2}$  du  $^{39}\text{K}$  au  $^{47}\text{K}$  par l'ajout de neutrons successifs dans la couche  $f_{7/2}$ ,
- la réduction du gap  $N=28$  d'environ 330 keV par paire de protons enlevée à partir du  $^{48}\text{Ca}$ .

Malgré cela, il n'apparaît pas possible d'offrir une description correcte des Si et P par l'utilisation des éléments de matrice de cette interaction qui dérivent des isotopes de Ca.

Pour remédier à cela, une première modification a été apportée aux éléments de matrice d'appariement neutron  $V^{nn}$  pour les orbitales protons  $f_{7/2}-p_{3/2}$  qui est supposé négligeable pour les Si, contrairement au Ca. Une réduction de 300 keV de celles-ci permet une bonne reproduction des premiers  $2^+$  et  $5/2^+$  pour les  $^{36,38,40}\text{Si}$  et  $^{37,39}\text{P}$ , respectivement. Le  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$  demeure cependant toujours un peu haut en énergie, comparé à la valeur expérimentale : on passe de 1.49 MeV à 1.1 MeV. Il semble qu'un autre élément dans ce noyau ne soit pas pris en considération dans l'interaction.

Il peut s'agir, cette fois-ci, d'une prise en compte insuffisante du rôle que peut jouer l'orbitale  $d_{5/2}$  dans les isotopes du Si. La modification des éléments de matrice proton-neutron monopolaire  $V_{d_{5/2}(fp)}^{pn}$ , par une meilleure considération de l'écart en énergie des couches  $d_{3/2}-d_{5/2}$  dans les isotopes de K, permet de mieux reproduire les  $^{36,38,40,42}\text{Si}$  et  $^{41,43}\text{P}$ . Une telle modification a, pour effet, d'augmenter la collectivité au sein du  $^{42}\text{Si}$ . Son énergie d'excitation  $2^+$  diminue alors à 800 keV. Il possède ainsi un moment

quadrupolaire égal à  $-87 \text{ e.fm}^2$ , correspondant à un paramètre de déformation  $\beta = -0.45$ . Son comportement est semblable à un rotor oblate jusqu'au  $8^+$ . La composante doublement magique ( $N=28$  et  $Z=14$ ) n'est plus que de 20% pour l'état fondamental avec en moyenne 2.2 neutrons et 1.2 protons au dessus des gaps  $N=28$  et  $Z=14$ , respectivement. Le pourcentage de configuration close proton  $(d_{5/2})^6$  est de 41%.

Une étude systématique des propriétés des isotopes de Si avec cette nouvelle interaction a été réalisée par Dorothée Lebhertz.

### 8.2.4 Evolution des propriétés des isotopes de Si de $N=20$ à $N=28$

L'ensemble des courbes qui vont être exposées porte sur les noyaux pairs-pairs de la chaîne des isotopes de Si de  $N=20$  à  $N=28$ .

#### Effets de la troncature en énergie sur l'évolution du $2^+$ :

La figure 8.4 reporte, en violet, le résultat de ces calculs de l'énergie du premier état excité  $2^+$ . Les valeurs expérimentales sont en bleu. On observe un accord relativement bon pour les  $^{36,38,40,42}\text{Si}$  entre la théorie et l'expérience avec cette nouvelle interaction. L'écart à  $N=20$  semble plus important mais la tendance d'un  $2^+$  élevé demeure toujours. En rouge, sont exposés les résultats des calculs en bloquant les protons sur la couche  $d_{5/2}$ . La conséquence immédiate d'une telle troncature de l'espace de valence sd pour les protons est la montée de l'énergie du  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$ . On observe un comportement similaire lorsque l'on bloque les neutrons sur la couche  $f_{7/2}$ . Ceci montre que les excitations neutrons et protons dans l'espace de valence jouent un rôle majeur dans le cas du  $^{42}\text{Si}$ . Il n'est pas correct pour ce noyau d'effectuer des troncatures aussi bien pour les orbitales protons sd que neutrons fp.

#### Pourcentage d'occupation des orbitales neutrons et protons :

Le pourcentage d'occupation, noté  $P_{occ.}$ , correspond au rapport entre le nombre effectif d'occupation d'une orbitale sur le nombre maximal qu'elle peut admettre. La figure 8.5 montre l'évolution du pourcentage d'occupation des orbitales neutrons (à gauche) et protons (à droite) en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pairs-pairs de Si.

A mesure que l'on ajoute des neutrons, on observe pour les protons une augmentation progressive du taux d'occupation des orbitales  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$ , avec un taux systématiquement plus élevé pour la  $s_{1/2}$  par rapport à la  $d_{3/2}$  : 27.85% contre 16.85% à  $N=28$ .

On observe du côté neutron, une diminution progressive du taux d'occupation de la couche  $f_{7/2}$  au profit de la  $p_{3/2}$ . Le taux de cette dernière double entre le  $^{38}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Si}$ , passant de 8.18% à 20.58%, pour finir à 36.45% à  $N=28$ .

D'un point de vue structurel, une réduction de l'écart en énergie des partenaires spin-orbite  $d_{3/2}-d_{5/2}$  de 1.94 MeV est observée pour les protons. Cette réduction est compatible avec l'effet attractif généré par la force tenseur [Ots05] entre les orbitales proton et neutron  $d_{3/2}-f_{7/2}$  et répulsif entre les orbitales proton et neutron  $d_{5/2}-f_{7/2}$  (cf. Fig. 2.3).

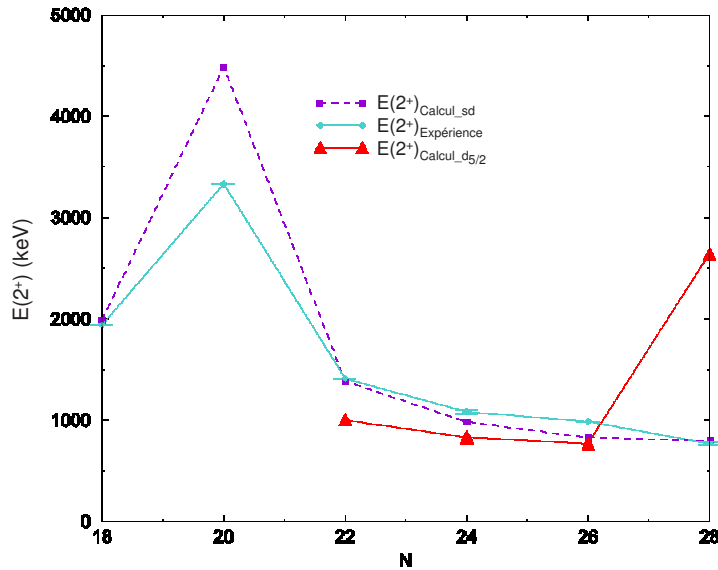


FIG. 8.4 – Evolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  des isotopes pairs-pairs de Si entre  $N=20$  et  $N=28$ . Les valeurs expérimentales sont en bleu. Celles issues du calcul avec la nouvelle interaction sont en violet. Les points en rouge correspondent aux résultats des calculs SM avec la nouvelle interaction mais en interdisant les excitations des protons sur les couches sd [Leb].

On note également une diminution du gap  $N=28$  de 1 MeV dans le  $^{42}\text{Si}$  par rapport à la valeur initiale de 4.8 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$ . Cette diminution est liée, là encore, à l'action mutuelle de la force tenseur mais aussi à la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite.

En plus de ces compressions d'orbitales proton et neutron, les excitations particules-trous entre les orbitales occupées et de valence, pour lesquelles on a  $\Delta j=2$ , favorisent naturellement les corrélations quadrupolaires qui génèrent à leur tour de la collectivité.

### Comparaison des schémas de niveaux :

Nous allons maintenant comparer les schémas de niveaux fournis par le calcul avec ceux obtenus par cette expérience pour les noyaux de  $^{38}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Si}$ . A noter que ces calculs n'ont pas été optimisés pour les états excités de hauts spins. Ils ne tiennent pas compte, par exemple, de la présence éventuelle d'états intrus.

Le spectre de  $^{40}\text{Si}$  extrait expérimentalement n'apparaît pas incompatible avec celui fourni par le modèle en couches (cf. Fig. 8.6). Il est cependant difficile d'assigner les spins des différents états. Celui du  $2^+$  a été confirmé par la construction de sa distribution angulaire. Une étude des corrélations angulaires entre la transition à 987 keV et celle à 638 keV est actuellement en cours. Elle permettra d'assigner le spin de l'état à 1625 keV.

L'allure du spectre du  $^{38}\text{Si}$  extrait du calcul fait penser à une bande vibrationnelle (cf. Fig. 8.7). Campbell et collaborateurs font référence à l'existence d'un comporte-

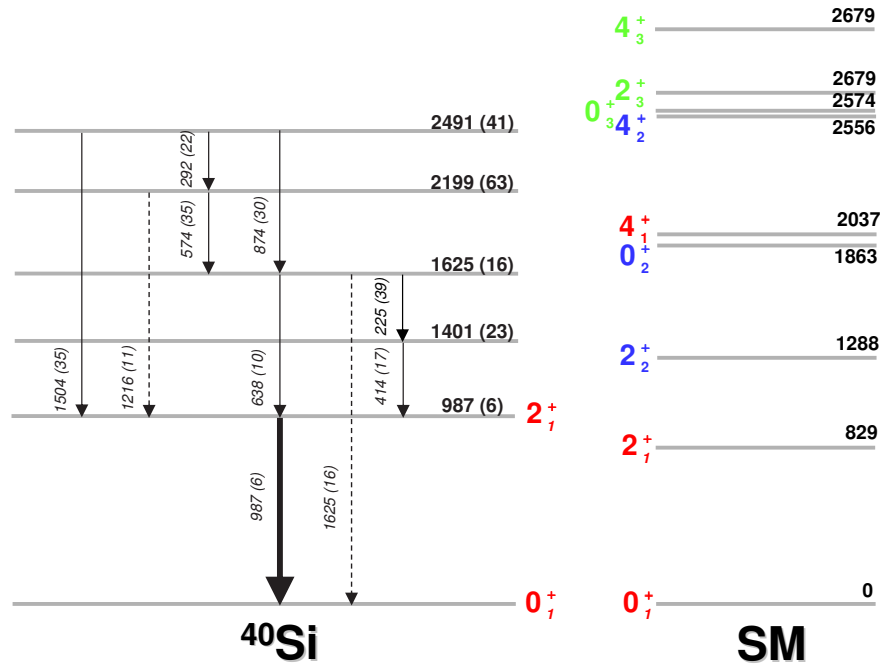
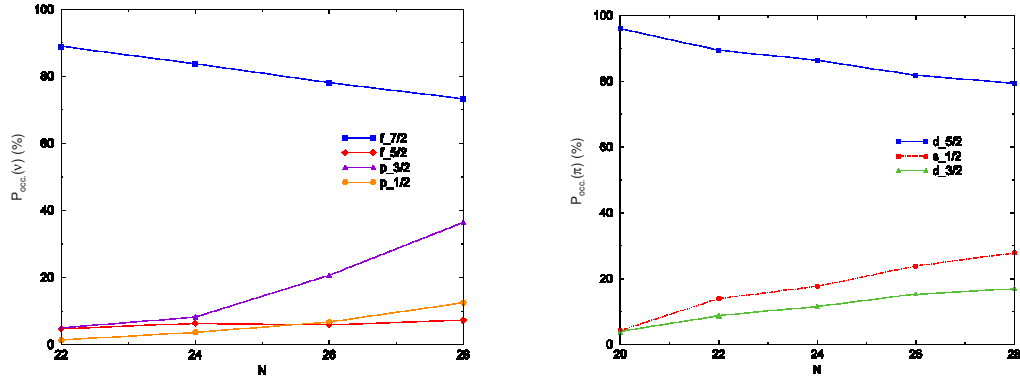


FIG. 8.6 – Schéma de niveau préliminaire du  $^{40}\text{Si}$  comparé à celui fourni par le modèle en couches.

ment vibrationnel concernant le  $^{38}\text{Si}$  dans [Cam07] en expliquant qu'il fera l'objet d'un article ultérieur. Contrairement aux bandes rotationnelles, pour lesquelles on observe une augmentation progressive de la valeur des transitions entre les différents états, les transitions d'ordre un sont quasiment constantes dans une bande vibrationnelle. Il est ainsi possible que les raies à 1000 keV observées puissent constituer une bande vibra-



tionnelle. Il n'est cependant pas exclu qu'il existe une bande rotationnelle fondée sur les états excités d'ordre supérieur.

Considérer la "forme" du noyau n'a de sens que si les nucléons sont pourvus d'une vitesse très supérieure à la vitesse de rotation de l'ensemble. Si on considère une vitesse des nucléons dans le noyau proche du quart de la vitesse de la lumière, ceci se traduit par l'inégalité  $\omega R_0 \ll \frac{c}{4}$ , où encore  $\hbar\omega \ll \frac{\hbar c}{4R_0} \simeq 41A^{1/3}$  MeV. Le modèle rotationnel ne peut marcher que jusqu'à une énergie de quelques MeV. Dans le cas du  $^{38}\text{Si}$ , cette formule fournit une limite de 12.2 MeV. Le schéma de niveau extrait pour ce noyau apparaît donc compatible avec cette approche intuitive.

Par ailleurs, le fait d'observer expérimentalement des transitions d'énergie supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron n'est pas impossible ( $S_n=5560\pm220$  keV pour le  $^{38}\text{Si}$  [Aud03]). On trouve de nombreux exemples dans la littérature. Par exemple, pour le  $^{36}\text{Ar}$ , des états de hauts spins ont été peuplés via la réaction  $^{24}\text{Mg}(^{20}\text{Ne}, 2\alpha)^{36}\text{Ar}$  dans deux expériences réalisées à Argonne [Sve01].

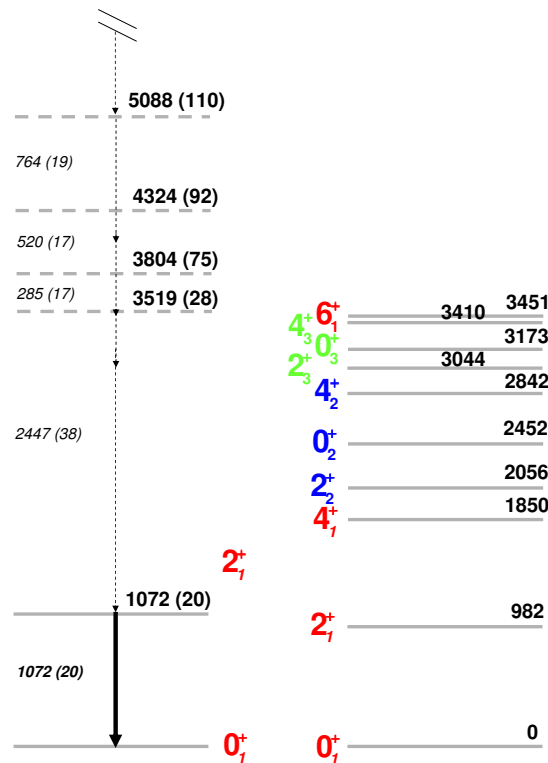


FIG. 8.7 – Schéma de niveau préliminaire du  $^{38}\text{Si}$  comparé à celui fourni par le modèle en couches.

De plus, s'il s'agit d'une bande rotationnelle, nous devrions avoir un comportement avec une dépendance en  $J(J+1)$  :

Considérons la rotation d'un système déformé. Une rotation suivant l'axe de symétrie du solide, ne modifiant pas la probabilité de présence des constituants, n'aurait aucune

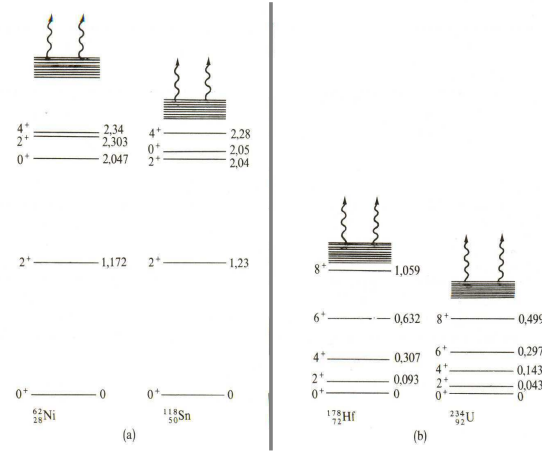


FIG. 8.8 – Exemples caractéristiques de séquences des états des noyaux pairs-pairs sphériques (a) et déformés (b). Les énergies sont en MeV (extrait de [Van86b]).

signification quantique. L'hamiltonien, dans le cas d'une rotation perpendiculaire à l'axe de symétrie, s'écrit de manière classique :

$$H_{rot} = \frac{\vec{J}^2}{2I} \quad (8.1)$$

avec:

$\vec{J}$  : moment cinétique de mouvement orbital

$I$  : moment d'inertie du système

L'équation de Schrödinger correspondante s'écrit:

$$\frac{\vec{J}^2}{2I} \psi = E \psi \quad (8.2)$$

Les harmoniques sphériques  $Y_J^M$  sont états propres du moment cinétique  $\vec{J}$  avec les valeurs propres  $2I E$  :

$$\begin{aligned} \vec{J}^2 \psi &= \hbar^2 J(J+1) \psi \\ H_{rot} \psi &= \frac{\vec{J}^2}{2I} \psi = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \psi = E_J \psi \end{aligned} \quad (8.3)$$

$E_J$  correspond à l'énergie de l'état excité de spin  $J$ . Il évolue en  $J(J+1)$  pour ce type de noyau déformé en rotation.

Nous ne connaissons malheureusement pas le spin de la transition située à 3519 keV. Si nous formulons l'hypothèse qu'il s'agit d'un  $0^+$ , les transitions à 285 keV, 520 keV, 764 keV, 1436 keV et 1636 keV correspondent aux différences d'énergie entre les états  $2^+ \rightarrow 0^+$ ,  $4^+ \rightarrow 2^+$ ,  $6^+ \rightarrow 4^+$ ,  $12^+ \rightarrow 10^+$  et  $14^+ \rightarrow 12^+$ . D'après l'équation ci-dessus,

celles-ci sont donc égales à  $\frac{6\hbar^2}{2I}$ ,  $\frac{14\hbar^2}{2I}$ ,  $\frac{22\hbar^2}{2I}$ ,  $\frac{46\hbar^2}{2I}$ , et  $\frac{54\hbar^2}{2I}$ . On souhaiterait extraire le moment d'inertie  $I$  pour cette bande si elle est de type rotationnel. C'est pourquoi on effectue le tracé de la courbe représentant l'évolution de l'énergie  $\Delta E$  des transitions à 285 keV, 520 keV, 764 keV, 1436 keV et 1636 keV en fonction de  $\Delta(J(J+1))$ , notée  $\Delta_J$ , et qui vaut respectivement 6, 14, 22, 46 et 54. La figure 8.9 montre qu'il existe une relation linéaire entre ces deux paramètres et confirme ainsi l'existence de cette bande rotationnelle. A partir du coefficient directeur de la droite, nous en déduisons le moment d'inertie  $I = \frac{\hbar^2}{2 * p_1} = 17.7 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ .

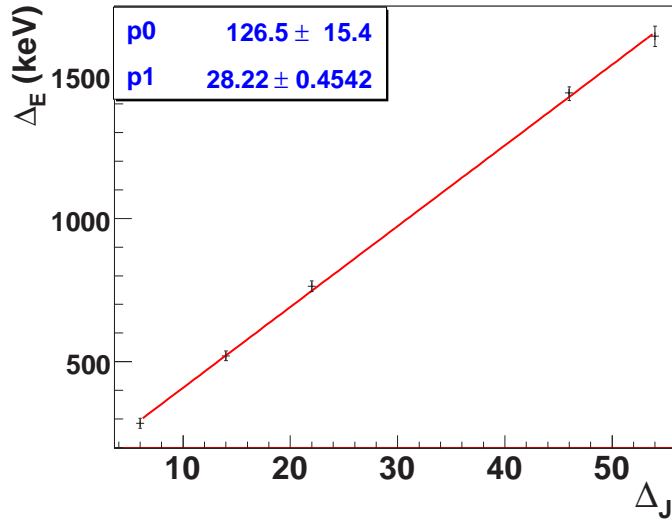


FIG. 8.9 – Spectre montrant l'existence d'une bande rotationnelle pour les états excités d'un même ordre (supérieur à un) dans le  $^{38}\text{Si}$ . On suppose le niveau à 3519 keV comme étant un  $0^+$ . Il représente les énergies entre les transitions intermédiaires en fonction de la variation du produit  $J(J+1)$  entre les états en question. Les coefficients  $p0$  et  $p1$  correspondent, respectivement, à l'ordonnée à l'origine et au coefficient directeur de l'ajustement linéaire effectué.

S'il s'agit bien d'une bande rotationnelle, il est alors possible de déterminer un paramètre de déformation à partir du moment d'inertie:

- Si on utilise la formule définie par [Ste72] (cf. eq. 8.4), on obtient un paramètre  $\beta \sim \pm 1.22$ , ce qui est très élevé et très peu probable.

$$\frac{6\hbar^2}{2I} \equiv E_{2^+} \approx \frac{1225}{A^{7/3}\beta^2} \text{MeV} \quad (8.4)$$

- Si on considère des cas extrêmes, tels que la valeur du moment d'inertie déduite du potentiel spectre en énergie d'excitation correspondrait à celle d'un corps rigide ou d'un fluide irrotationnel [Sch05], on a :

$$I_{rigide} = \frac{2}{5}AmR^2(1 + 0.31\beta_{rigide}) \quad (8.5)$$

$$I_{fluide} = \frac{9}{8\pi}AmR^2\beta_{fluide}^2 \quad (8.6)$$

avec :

*A* : nombre de nucléons

*m* : masse du nucléon

*R* : rayon nucléaire

Les paramètres de déformation obtenus par ces deux formules sont là encore excessivement élevés. On obtient  $\beta_{rigide} \sim 6.4$  et  $\beta_{fluide} \sim \pm 1.8$ . A noter que les valeurs des premiers états rotationnels mesurées expérimentalement sont typiquement deux à trois fois plus élevées que dans l'approximation d'une ellipsoïde rigide [Gul]. Ce qui induit un moment d'inertie deux à trois fois plus faible. En tenant compte de cela, on obtient  $\beta_{rigide}$  compris entre -0.02 et 1.6. Autrement dit, il est difficile de se prononcer avec les éléments en main.

En valeur absolue, le paramètre de déformation quadrupolaire déduit expérimentalement pour ce noyau est de  $0.25 \pm 5$  (excitation coulombienne [Ibb98]) et  $0.35^{+2}_{-3}$  (diffusion inélastique proton et utilisation d'un facteur de forme vibrationnel pour le calcul [Cam07]).

Une expérience complémentaire, optimisée pour la production du <sup>38</sup>Si et utilisant des détecteurs de meilleure résolution, est nécessaire pour mieux définir et comprendre le spectre en énergie d'excitation de ce noyau.

Nous nous en tiendrons là, pour l'interprétation des données, pour passer à la conclusion générale sur cette expérience.



# Conclusion générale

Un bilan sur l'évolution des propriétés des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches  $N=28$  à l'approche de la drip-line neutron peut être dressé : une des premières investigations mettant en lumière la perte de magicité pour ces noyaux est celle des mesures de demi-vie par des expériences de décroissance bêta [Sor93] [Gré04]. Les résultats obtenus mettent en évidence l'existence de temps de demi-vie extrêmement faibles qui ne peuvent être reproduits d'un point de vue théorique, qu'en introduisant de la déformation. On observe par ailleurs une diminution progressive de l'énergie du premier état excité des noyaux paires-paires à  $N=28$ , qui peut ne plus être très supérieure par rapport aux autres noyaux. Une telle caractéristique apparaît totalement absente pour le noyau de  $^{42}\text{Si}$ , bien que ce dernier possède un nombre de neutrons et de protons égal à 28 et 14, respectivement. On aurait pu attendre un caractère doublement magique pour celui-ci, lié à la présence d'une double fermeture de couches, à l'image du  $^{48}\text{Ca}$ . Il n'en est rien dans les faits. Il semble suivre la tendance déjà amorcée pour les noyaux situés juste au-dessus de lui à  $N=28$ . La déformation s'installe progressivement dans ces noyaux, à l'approche de la drip-line neutron: du  $^{48}\text{Ca}$  sphérique, on passe à  $^{46}\text{Ar}$  oblate non collectif, puis au  $^{44}\text{S}$  où on note une co-existence de forme, pour terminer sur le  $^{42}\text{Si}$  de configuration oblate. L'observation des noyaux de  $^{43}\text{Si}$  (Notani *et al.*) et  $^{40}\text{Mg}$  (Glasmacher *et al.*) confirme cette tendance qu'ont les noyaux à se déformer pour pousser plus loin les limites des drip-lines.

Les principaux éléments responsables des changements structuraux de ces noyaux semblent être la force tenseur neutron-proton et la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite, auxquelles s'ajoutent les excitations quadrupolaires.

A partir de ces observations, on note qu'il n'est plus possible de parler de l'existence de magicité à  $N=28$  à l'approche de la drip-line neutron à  $N=28$ .

Compte tenu de la forte présence de déformation dans cette région, il apparaît également nécessaire d'effectuer un systématique de mesure directe du paramètre de déformation pour tous ces noyaux.

Le bilan concernant l'expérience elle-même est positif. Son objectif principal a été atteint. Les mesures effectuées ont permis de contraindre les paramètres de l'interaction utilisée pour les calculs modèle en couches et accroître le pouvoir prédictif de ces derniers. Les calculs théoriques alors effectués ont permis de mieux comprendre la structure de ces noyaux. A partir de là, le rôle des différents éléments agissant dans ces noyaux, tels que la force tenseur, a pu être mieux cerné.

L'analyse des données permet l'extraction de nombreuses grandeurs : énergies d'excitation, sections efficaces de réaction, distributions en moments, distributions et corrélations angulaires, moment d'inertie... Elle montre que la combinaison du Château de

Cristal avec le spectromètre SPEG permet une bonne spectroscopie des noyaux d'isospin élevé. La force de l'expérience réside dans la grande efficacité de détection qu'offre le Château de Cristal, mais aussi dans l'utilisation du détecteur CATS comme signal temps, qui permet de nettoyer considérablement les spectres. Les améliorations qui peuvent être apportées sont l'utilisation d'une chambre de réaction pouvant contenir un masque. Celui-ci peut être utile si on souhaite effectuer des corrections d'aberration d'ordre supérieur sur les distributions en moment. On peut également penser à utiliser un autre détecteur CATS avant la cible. Il permettrait, avec le premier CATS en place, d'accéder à l'angle des particules incidentes tout au long de l'expérience.

Suite à l'analyse de ces données, certaines expériences apparaissent intéressantes à réaliser. Parmi celles-ci se trouve celle visant à mesurer le paramètre de déformation pour tous les noyaux de cette région par une expérience d'excitation coulombienne. Celle-ci serait réalisable jusqu'au  $^{40}\text{Si}$ , noyau dont le  $B(E2)$  commence déjà à augmenter fortement indiquant très nettement la tendance pour le  $^{42}\text{Si}$ . Il serait également intéressant de déterminer expérimentalement l'évolution des sections efficaces de réactions de knockout d'un ou plusieurs nucléons en fonction de l'énergie...

Collapse of the  $N = 28$  Shell Closure in  $^{42}\text{Si}$ 

B. Bastin,<sup>2</sup> S. Grévy,<sup>1,\*</sup> D. Sohler,<sup>3</sup> O. Sorlin,<sup>1,4</sup> Zs. Dombrádi,<sup>3</sup> N. L. Achouri,<sup>2</sup> J. C. Angélique,<sup>2</sup> F. Azaiez,<sup>4</sup> D. Baiborodin,<sup>5</sup> R. Borcea,<sup>6</sup> C. Bourgeois,<sup>4</sup> A. Buta,<sup>6</sup> A. Bürger,<sup>7,8</sup> R. Chapman,<sup>9</sup> J. C. Dalouzy,<sup>1</sup> Z. Dlouhy,<sup>5</sup> A. Drouard,<sup>7</sup> Z. Elekes,<sup>3</sup> S. Franchoo,<sup>4</sup> S. Iacob,<sup>6</sup> B. Laurent,<sup>2</sup> M. Lazar,<sup>6</sup> X. Liang,<sup>9</sup> E. Liénard,<sup>2</sup> J. Mrazek,<sup>5</sup> L. Nalpas,<sup>7</sup> F. Negoita,<sup>6</sup> N. A. Orr,<sup>2</sup> Y. Penionzhkevich,<sup>10</sup> Zs. Podolyák,<sup>11</sup> F. Pougheon,<sup>4</sup> P. Roussel-Chomaz,<sup>1</sup> M. G. Saint-Laurent,<sup>1</sup> M. Stanoiu,<sup>4,6</sup> and I. Stefan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM - CNRS/IN2P3, Bd Henri Becquerel, BP 55027, F-14076 Caen Cedex 5, France

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique Corpusculaire, 6, bd du Mal Juin, F-14050 Caen Cedex, France

<sup>3</sup>Institute of Nuclear Research, H-4001 Debrecen, Pf.51, Hungary

<sup>4</sup>Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay Cedex, France

<sup>5</sup>Nuclear Physics Institute, AS CR, CZ-25068 Rez, Czech Republic

<sup>6</sup>Institute of Atomic Physics, IFIN-HH, Bucharest-Magurele, P.O. Box MG6, Romania

<sup>7</sup>CEA Saclay, DAPNIA/SPhN, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>8</sup>Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Nußallee 14-16, D-53115 Bonn, Germany

<sup>9</sup>School of Engineering and Science, University of Paisley, PA1 2BE Paisley, Scotland, United Kingdom

<sup>10</sup>FLNR, JINR, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia

<sup>11</sup>University of Surrey, GU2 7XH Guildford, United Kingdom

F. Nowacki<sup>12</sup> and A. Poves<sup>13</sup>

<sup>12</sup>IREs, BP28, F-67037 Strasbourg Cedex, France

<sup>13</sup>Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain  
(Received 20 December 2006; published 12 July 2007)

The energies of the excited states in very neutron-rich  $^{42}\text{Si}$  and  $^{41,43}\text{P}$  have been measured using in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy from the fragmentation of secondary beams of  $^{42,44}\text{S}$  at 39A MeV. The low  $2^+$  energy of  $^{42}\text{Si}$ , 770(19) keV, together with the level schemes of  $^{41,43}\text{P}$ , provides evidence for the disappearance of the  $Z = 14$  and  $N = 28$  spherical shell closures, which is ascribed mainly to the action of proton-neutron tensor forces. New shell model calculations indicate that  $^{42}\text{Si}$  is best described as a well-deformed oblate rotor.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.022503

PACS numbers: 23.20.Lv, 21.60.Cs, 27.40.+z, 29.30.Kv

Magic nuclei have in common a high energy for the first excited state and a small transition probability  $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  compared to neighboring nuclei. This is essentially due to the presence of large shell gaps, the origins and configurations of which differ significantly along the chart of nuclides. This implies a variable sensitivity of these shell gaps with respect to the proton-neutron asymmetry. For instance, the  $N = 20$  shell closure, bound by orbitals of opposite parity,  $d_{3/2}$  below and  $f_{7/2}$  above, remains remarkably rigid against quadrupole deformation from  $^{40}\text{Ca}$  to  $^{34}\text{Si}$  even after the removal of six protons [1]. This feature can be traced back to the large  $N = 20$  gap, the hindrance of  $2^+$  excitations due to the change of parity across it, and to the presence of proton subshell gaps in the  $sd$  shells at  $Z = 16$  ( $\sim 2.5$  MeV) and  $Z = 14$  ( $\sim 4.3$  MeV) [2,3]. Conversely, the  $N = 28$  shell closure, produced by the spin-orbit (SO) interaction and separating the orbitals of same parity  $f_{7/2}$  and  $p_{3/2}$ , is progressively eroded below the doubly magic  $^{48}\text{Ca}$  nucleus in  $^{46}\text{Ar}$  [4] and  $^{44}\text{S}$  [5,6], after the removal of only two and four protons, respectively. This rapid disappearance of rigidity of the  $N = 28$  isotones has been ascribed to the reduction of the neutron

shell gap  $N = 28$  combined with that of the proton subshell gap  $Z = 16$ , leading to increased probability of quadrupole excitations within the  $fp$  and  $sd$  shells for neutrons and protons, respectively. For the  $^{44}\text{S}$  nucleus, its small  $2^+$  energy, large  $B(E2)$  value [5], and the presence of a  $0_2^+$  isomer at low excitation energy [6] point to a mixed ground state configuration of spherical and deformed shapes. As the proton  $Z = 14$  and neutron  $N = 28$  (sub)shell gaps have been proven to be effective in  $^{34}\text{Si}$  and  $^{48}\text{Ca}_{28}$ , respectively, the search for a new doubly magic nucleus would be naturally oriented towards  $^{42}\text{Si}_{28}$ , which could be the lightest one with proton and neutron gaps created by the SO interaction.

The experimental status concerning the structure of  $^{42}\text{Si}$  is rather controversial. On the one hand the very short  $\beta$ -decay lifetimes of the  $^{40-42}\text{Si}$  nuclei point to deformed ground state configurations in the Si isotopic chain [7]. On the other hand, the weak two proton knockout cross section  $\sigma_{-2p}(^{44}\text{S} \rightarrow ^{42}\text{Si})$  was given as a strong indication in favor of a magic spherical nucleus [8] with a large  $Z = 14$  shell gap. However, the same authors have shown more recently [9] that a reduction of the  $Z = 14$  gap by as much as 1 MeV



does not increase the  $\sigma_{-2p}$  value significantly. Further, the newly measured atomic mass of  $^{42}\text{Si}$  [10] is compatible with an excess of microscopic energy as compared to a spherical liquid drop, which could be obtained either for a spherical or deformed shell closure.

The present work aimed at determining the  $2^+$  energy of  $^{42}_{14}\text{Si}_{28}$  and the energy spectrum of the neutron-rich  $^{41,43}_{15}\text{P}_{26,28}$  isotopes to obtain a global understanding of the proton and neutron excitations at  $Z = 14$  and  $N = 28$  to infer whether  $^{42}\text{Si}$  can be considered as a new doubly magic nucleus or not.

The experiment was carried out at the Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) facility. A primary beam of  $^{48}\text{Ca}$  at 60A MeV impinged onto a 200 mg/cm<sup>2</sup> C target with a mean intensity of 3.8  $\mu\text{A}$  to produce a cocktail of projectilelike fragments. They were separated by the ALPHA spectrometer, the magnetic rigidity of which was set to optimize the transmission of the  $^{44}\text{S}$  nuclei, produced at a rate of 125 s<sup>-1</sup>. Fragments were guided over a flight path of about 80 m along which the time of flight (TOF) was determined with two microchannel plates. A thin 50  $\mu\text{m}$  Si detector was used to determine the energy losses ( $\Delta E$ ), which completed the event by event identification prior to the fragmentation in a secondary target of 195 mg/cm<sup>2</sup> of  $^9\text{Be}$ . This target was placed at the entrance of the SPEG spectrometer, the magnetic rigidity of which was tuned to maximize the transmission of the  $^{42}\text{Si}$  nuclei produced through a 2 proton knockout reaction. At the focal plane of SPEG, ionization and drift chambers provided information on the  $\Delta E$  and positions of the transmitted nuclei, while a plastic scintillator was used to determine TOF and residual energies. The  $\sigma_{-2p}(^{44}\text{S} \rightarrow ^{42}\text{Si})$  cross section is measured to be 80(10)  $\mu\text{b}$  at 39A MeV. This agrees with the value of 120(20)  $\mu\text{b}$  obtained at 98.6A MeV [8], after having taken into account an enhancement factor of 25% due to the higher beam energy [11].

An array of 74 BaF<sub>2</sub> crystals, each of 9 cm diameter and 14 cm length, was arranged in two hemispheres above and below the Be target at a mean distance of 25 cm to detect  $\gamma$  rays arising from the secondary reactions. The energy threshold of the detectors was around 100 keV. The energies of two  $\gamma$  rays detected in coincidence in adjacent detectors were combined by addback. The  $\gamma$ -ray energies were corrected for Doppler shifts due to the in-flight emission by the fragments. Photopeak efficiencies of 38% at 779 keV, 24% at 1.33 MeV, and 16% at 2 MeV were achieved for fragments with  $v/c \approx 0.3$ . The energy resolution was 15% at 800 keV and 12% at 1.4 MeV, which includes the effects of the intrinsic resolution of the detectors and the Doppler broadening. Using the systematics of the peak widths deduced from the observation of known single peaks, doublets of  $\gamma$  rays could also be disentangled. The time resolution of the array was 800 ps. This enabled a clean separation between neutrons or charged particles and the  $\gamma$  rays arising from the reaction on the basis of their TOF differences.

$\gamma$ -ray spectra obtained for the  $^{42}\text{Si}$  and  $^{41,43}\text{P}$  isotopes are shown in Fig. 1. Several other nuclei were also produced, such as  $^{38,40}\text{Si}$  and  $^{44}\text{S}$ . Noteworthy is the fact that we find good agreement with their previously measured  $\gamma$  transitions, published in Refs. [5,12]. A clear single peak is visible in the spectrum of  $^{42}\text{Si}$  at 770(19) keV on a significance level of more than  $3\sigma$ . It can be assigned to the decay of the first excited state, namely, the  $2^+ \rightarrow 0^+$  transition. The number of counts corresponds to a feeding of the  $2^+$  state of  $44 \pm 10\%$ . In  $^{43}\text{P}$ , in addition to the low energy transition at 186 keV previously reported by Fridmann *et al.* [8], a doublet of weak transitions is visible at 789 and 918 keV. Both transitions are in coincidence with the 186 keV transition and are placed on top of it in the proposed level scheme (Fig. 2). In  $^{41}\text{P}$ , similarly to the  $^{43}\text{P}$  case, a strong low energy transition at 172(12) keV is visible together with several slightly overlapping peaks at 420, 964, 1146, and 1408 keV. The 964 and 1408 keV transitions are in coincidence with the 172 keV transition, while the 964 keV transition is in coincidence with that at 420 keV, too. In addition to coincidence relationships,

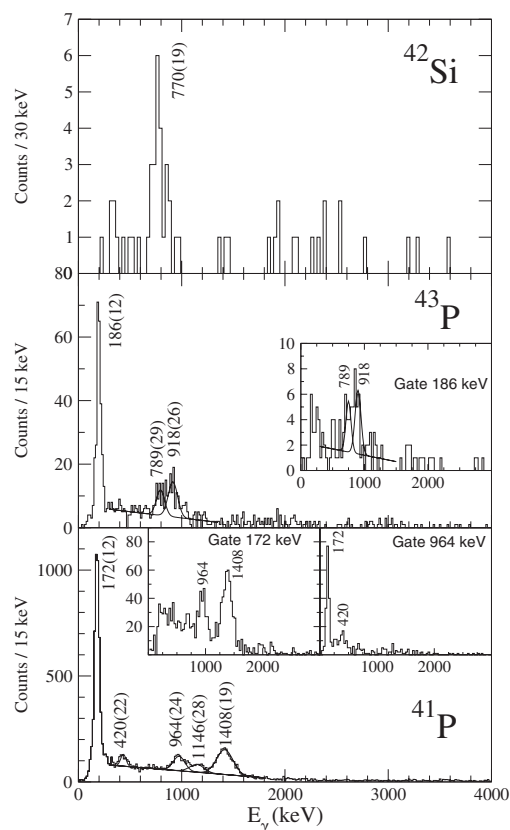


FIG. 1.  $\gamma$ -ray spectra observed in coincidence with the  $^{42}\text{Si}$  (upper),  $^{43}\text{P}$  (middle), and  $^{41}\text{P}$  (bottom) nuclei. In the insets  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence spectra are presented, gated with transitions belonging to the  $^{41,43}\text{P}$  nuclei.

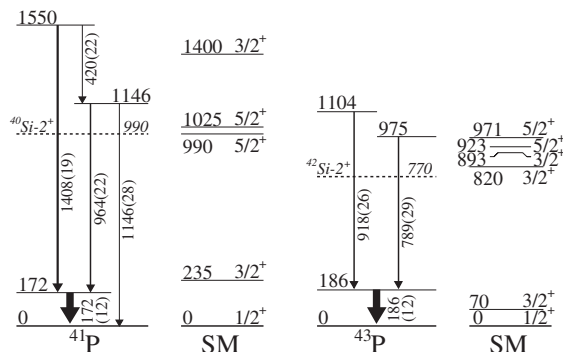


FIG. 2. Level schemes for  $^{41,43}\text{P}$  and the corresponding shell model calculations (SM) performed in the present work. Positions of the  $2^+$  states in  $^{40,42}\text{Si}$  are shown by dashed lines.

intensity arguments are used in order to build the level scheme presented in Fig. 2. The present observation of *new*  $\gamma$  lines in the  $^{43}\text{P}$  and  $^{42}\text{Si}$  is explained by an enhanced  $\gamma$  efficiency by about a factor of 10 at 1 MeV with respect to the work of Refs. [8,9].

Figure 3 shows the energies of the  $2^+$  states in the Si and Ca isotopes. The correlated increase of the  $2^+$  energies in the  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{34}\text{Si}$  nuclei at  $N = 20$  does not hold at  $N = 28$ . While  $2^+$  energies increase in Ca isotopes from  $N = 24$  to reach a maximum around 4 MeV at  $N = 28$ , the  $2^+$  energies in the Si isotopes start to deviate from those of the Ca at  $N = 26$ , reaching a minimum value at  $N = 28$ . The slight deviation from the Ca curve at  $N = 26$  was interpreted in Ref. [12] as an indication in favor of a reduced  $N = 28$  shell gap. However, neutron excitations occurring *before* the complete filling of the  $\nu f_{7/2}$  shell are not especially sensitive to the  $N = 28$  gap, as the  $2^+$  states are qualitatively due to excitations *inside* the  $f_{7/2}$  shell. Conversely, in  $^{42}\text{Si}_{28}$  the  $2^+$  state comes from particle-hole excitations across the gap and therefore, the dramatic decrease of its  $2^+$  energy leaves no doubt concerning the disappearance of the spherical  $N = 28$  shell closure at  $Z = 14$ , the energy of 770 keV being one of the smallest among nuclei having a similar mass. It is worth pointing out, as

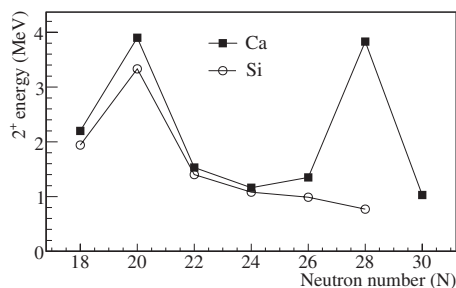


FIG. 3. Energies of the  $2^+$  states measured in the Ca and Si isotopes. Present result for  $^{40,42}\text{Si}$ —770(19) keV—brings evidence for the collapse of the  $N = 28$  shell closure at  $Z = 14$ .

shown in Fig. 2, that the decrease of the  $2^+$  energies in the  $^{40,42}\text{Si}$  nuclei is correlated to the behavior of those states observed around 1 MeV in the  $^{41,43}\text{P}$  isotones, which in the shell model arise from the coupling of the last proton in the  $s_{1/2}$  or  $d_{3/2}$  orbitals to the  $2^+$  excitation. This provides additional support to the disappearance of the  $N = 28$  spherical gap. If the  $N = 28$  gap had persisted in the P isotopes, a sequence of levels similar to those in  $^{47}\text{K}$  would have been observed, namely two nearby  $1/2^+$  and  $3/2^+$  states originating from the quasidegeneracy of the  $\pi s_{1/2}$  and  $\pi d_{3/2}$  orbitals and a large gap in energy ( $\sim 2$  MeV) above this doublet.

The spectroscopy of the nuclei with proton number in the range of 16 to 20 and neutron number from 20 to 28 is reproduced successfully when using large scale shell model calculations in a valence space comprising the full  $sd$  shells for protons and  $pf$  shells for neutrons with the effective interaction SDPF-NR [13]. The remarkable features of this interaction which account for the evolution of the nuclear structure between  $N = 20$  and  $N = 28$  are (i) the decrease of the  $d_{3/2}$ - $s_{1/2}$  proton splitting by about 2.5 MeV from  $^{39}\text{K}_{20}$  to  $^{47}\text{K}_{28}$  as the neutron  $f_{7/2}$  orbital is filled and (ii) the reduction of the  $N = 28$  gap by about 330 keV per pair of protons [4] removed from the  $^{48}\text{Ca}$ .

Despite these successes, a correct description of the Si isotopes cannot be straightforwardly obtained by using the monopole matrix elements of the SDPF-NR interaction derived for the Ca isotopes. This arises from the fact that the occupied and valence proton orbitals involved in both cases are somewhat different. In particular, some amount of core excitations to the  $\pi f_{7/2}$  orbital, which lies just above the valence space of the Ca isotopes, is included in the neutron-pairing matrix elements  $V^{nn}$  of  $pf$ -shell orbits. This contribution is expected to be negligible in the Si isotopes, in which the  $\pi f_{7/2}$  orbital lies at much higher excitation energy. According to the model, the configuration of the  $2^+$  states in  $^{36,38,40}\text{Si}$  arises mainly from pair-breaking inside the  $\nu f_{7/2}$  shell and therefore the  $2^+$  energies scale with the  $V^{nn}$  values. Indeed the energy of the  $2^+$  states in  $^{36,38,40}\text{Si}$  [1,12,14] and those of the  $5/2^+$  states in  $^{37,39}\text{P}$  [15] are overestimated by the SDPF-NR interaction up to 300–400 keV. The discrepancy is larger for  $^{42}\text{Si}$ , the calculated  $2^+$  energy of which being 1.49 MeV, instead of 770 keV. Therefore, a reduction of the  $pf$  shell  $V^{nn}$  matrix elements by 300 keV gives the  $2^+$  energies of  $^{36,38,40}\text{Si}$  as well as the  $5/2^+$  energies in  $^{37,39}\text{P}$  [15] in agreement with their experimental values. Nevertheless the calculated  $2^+$  energy in  $^{42}\text{Si}$ , 1.1 MeV, is still larger than the experimental value. To further reduce it without changing the properties of the other  $N = 28$  isotones, the proton-neutron monopole matrix elements  $V^{pn}_{d_{5/2}(fp)}$  can be considered.

Indeed, the  $d_{5/2}$  orbital is “active” in the Si isotopes whereas it is too deeply bound to play a significant role in the description of the Ca isotopes. Nevertheless, with the SDPF-NR interaction the proton  $d_{3/2}$ - $d_{5/2}$  splitting in  $^{39}\text{K}$  and  $^{47}\text{K}$  overestimates the experimental values, see Table I.

TABLE I. Proton  $d_{3/2}$ - $d_{5/2}$  splitting in  $^{39}\text{K}$  and  $^{47}\text{K}$ .

	$^{39}\text{K}$	$^{47}\text{K}$
Experiment	6.74 [2]	4.84 [16]
Shell model [13]	7.4	5.92
Shell model (this work)	7.18	4.93

By modifying adequately the  $V_{d_{5/2}(fp)}^{pn}$  matrix elements, the  $d_{3/2}$ - $d_{5/2}$  splitting can be better adjusted in the K isotopes (Table I) and therefore the  $2^+$  energies in  $^{36,38,40,42}\text{Si}$ , as well as the level schemes of  $^{41,43}\text{P}$ , agree nicely with the experimental data shown in Figs. 2 and 3. This modification leads to a decrease of the  $d_{3/2}$ - $d_{5/2}$  splitting by 1.94 MeV from  $^{34}\text{Si}$  to  $^{42}\text{Si}$  which results in an enhanced collectivity.  $^{42}\text{Si}$  becomes clearly an oblate rotor up to  $J = 8^+$ ; with a calculated  $2^+$  excitation energy of 810 keV and an intrinsic quadrupole moment  $Q_i$  of  $-87e\text{ fm}^2$  corresponding to a quadrupole deformation  $\beta = -0.45$ . The doubly magic ( $N = 28$ ,  $Z = 14$ ) component is only 20% of the ground state wave function with an average 2.2 neutrons above  $N = 28$  and 1.2 protons above  $Z = 14$ ; the percentage of the closed proton configuration  $(0d_{5/2})^6$  being 33%. With a present  $Z = 14$  gap of 5.8 MeV, our measured  $\sigma_{-2p}(^{44}\text{S} \rightarrow ^{42}\text{Si})$  cross section agrees with the one calculated with a similar gap in Ref. [9].

The resulting shell model description of the  $N = 20$  to  $N = 28$  region south of Ca isotopes is the following: as compared to the  $^{34}\text{Si}$  and  $^{48}\text{Ca}$  nuclei, major changes in the energies of the proton and neutron orbitals are occurring towards  $^{42}\text{Si}$ . The complete filling of the neutron  $f_{7/2}$  shell from  $^{34}\text{Si}$  leads to a shrinkage of the  $sd$  orbitals, with a proton SO splitting  $d_{3/2}$ - $d_{5/2}$  reduced by about 1.94 MeV. This reduction is compatible with what is accounted for by tensor forces, which act attractively (repulsively) between the proton and neutron orbits  $d_{3/2}$ - $f_{7/2}$  ( $d_{5/2}$ - $f_{7/2}$ ) as described in Refs. [17,18]. Simultaneously, as depicted in Ref. [4] the removal of protons from  $^{48}\text{Ca}$  induces a compression in energy of the four neutron  $fp$  orbits and hence a reduction of the  $N = 28$  gap by about 1 MeV in  $^{42}\text{Si}$  (from an initial value of 4.8 MeV in  $^{48}\text{Ca}$ ) due to the combined effects of the proton-neutron tensor force and the density dependence of the SO interaction. The overall picture would be then that the mutual actions of the proton-neutron tensor forces in  $^{42}\text{Si}$  induce the reduction of the neutron  $N = 28$  gap and limit the size of the proton  $Z = 14$  gap. In addition, particle-hole excitations between occupied and valence orbitals which are separated by  $\Delta\ell$ ,  $j = 2$  for both protons ( $sd$ ) and neutrons ( $fp$ ) naturally favor quadrupole correlations that generate collectivity through mechanisms related to Elliott's SU(3) symmetry [19]. The combined effects of the compression of the proton and neutron orbitals, plus the quadrupole excita-

tions, produce a rich variety of behaviors and shapes in the even  $N = 28$  isotones; spherical  $^{48}\text{Ca}$ ; oblate noncollective  $^{46}\text{Ar}$ ; coexistence in  $^{44}\text{S}$ , and two rotors, oblate  $^{42}\text{Si}$  and prolate  $^{40}\text{Mg}$ . This variety of shapes is also globally supported by mean field calculations, relativistic or nonrelativistic [20–24].

To summarize, the energies of excited states in the  $^{42}\text{Si}$  and the  $^{41,43}\text{P}$  nuclei have been measured through in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy. The low energy of the  $2_1^+$  state in  $^{42}\text{Si}$ , 770(19) keV, together with the level schemes of  $^{41,43}\text{P}$ , provides evidence for the disappearance of the  $N = 28$  shell closure around  $^{42}\text{Si}$ . It is ascribed to the combined action of proton-neutron tensor forces leading to a global compression of the proton and neutron single particle orbits, added to the quadrupole symmetry between the occupied and valence states which favors excitations across the  $Z = 14$  and  $N = 28$  shell gaps.

This work benefits from discussions with A. Navin, J. Tostevin, and L. Gaudefroy. The authors are thankful to the GANIL and LPC staffs. We thank support by BMBF No. 06BN109, GA of Czech Republic No. 202/040791, MEC-DGI-(Spain) No. BFM2003-1153, and by the EC through the Eurons Contract No. RII3-CT-3/2004-506065 and OTKA No. T38404-T42733-T46901. R.B., A.B., M.L., S.I., F.N. and R.C., X.L. acknowledge the IN2P3/CNRS and EPSRC support.

\*Corresponding author.

grevy@in2p3.fr

- [1] R. W. Ibbotson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2081 (1998).
- [2] P. Doll *et al.*, Nucl. Phys. **A263**, 210 (1976).
- [3] C. E. Thorn *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 1442 (1984).
- [4] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 092501 (2006).
- [5] T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett. B **395**, 163 (1997).
- [6] S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, s1.111 (2005).
- [7] S. Grévy *et al.*, Phys. Lett. B **594**, 252 (2004).
- [8] J. Fridmann *et al.*, Nature (London) **435**, 922 (2005).
- [9] J. Fridmann *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 034313 (2006).
- [10] B. Jurado *et al.*, Phys. Lett. B **649**, 43 (2007).
- [11] J. Tostevin (private communication).
- [12] C. M. Campbell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 112501 (2006).
- [13] E. Caurier *et al.*, Nucl. Phys. **A742**, 14 (2004).
- [14] X. Liang *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 014311 (2006).
- [15] O. Sorlin *et al.*, Eur. Phys. J. A **22**, 173 (2004).
- [16] G. J. Kramer *et al.*, Nucl. Phys. **A679**, 267 (2001).
- [17] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 034322 (2006).
- [18] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005).
- [19] Elliott *et al.*, Proc. R. Soc. A **245**, 128 (1958).
- [20] G. A. Lalazissis *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014310 (1999).
- [21] S. Péru *et al.*, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
- [22] R. Rodríguez-Guzmán *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 024304 (2002).
- [23] T. R. Werner *et al.*, Nucl. Phys. **A597**, 327 (1996).
- [24] P.-G. Reinhard *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014316 (1999).

## Quatrième partie

### Annexes



# Annexe A

## Distances données depuis la cible SISSI

Le tableau ci-dessous récapitule les distances des principaux éléments qui jalonnent le parcours du faisceau depuis le point cible de SISSI [Beu].

Objet	Distance (m)	Remarque 1	Remarque 2
Dégradeur achromatique ALPHA	18.98		[1]
Galette (43) <i>sortie alpha</i>	34.94		[1]
Jonction <i>sortie alpha</i>	35.36		[1]
Point croix <i>intersection des 2 lignes ligne transfert de l'accélérateur/ ligne de transport Arête de poisson</i>	35.36		[1]
Aimant analyse <i>entrée</i>	86.66	rayon : 3m	[2]
<i>sortie</i>	90.59	L : 3.927	[2]
Galettes SPEG <i>en amont du point cible</i>	99.82		[2]
Point cible SPEG	101.29		[2]
Quadripôle Q41	113.87		[2]
Point focal SPEG	115.45		[2]
Plastique <i>face d'entrée épaisseur 20 mm</i>	117.15	position actuelle avec 3 caissons	[2]
Plastique <i>face d'entrée épaisseur 20 mm</i>	117.90	position avec 4 caissons	[2]

[1] Distances non vérifiées - données fournies par l'accélérateur

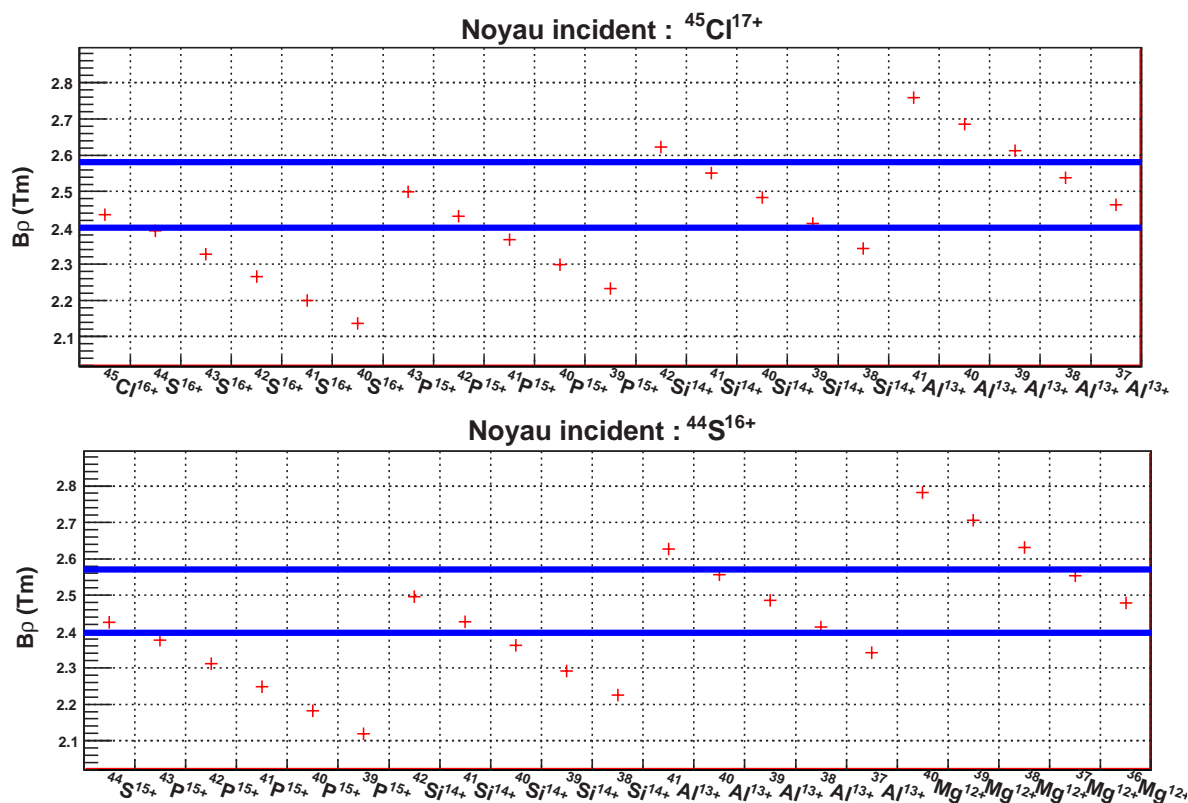
[2] Distances vérifiées - données fournies par R. Beunard



## Annexe B

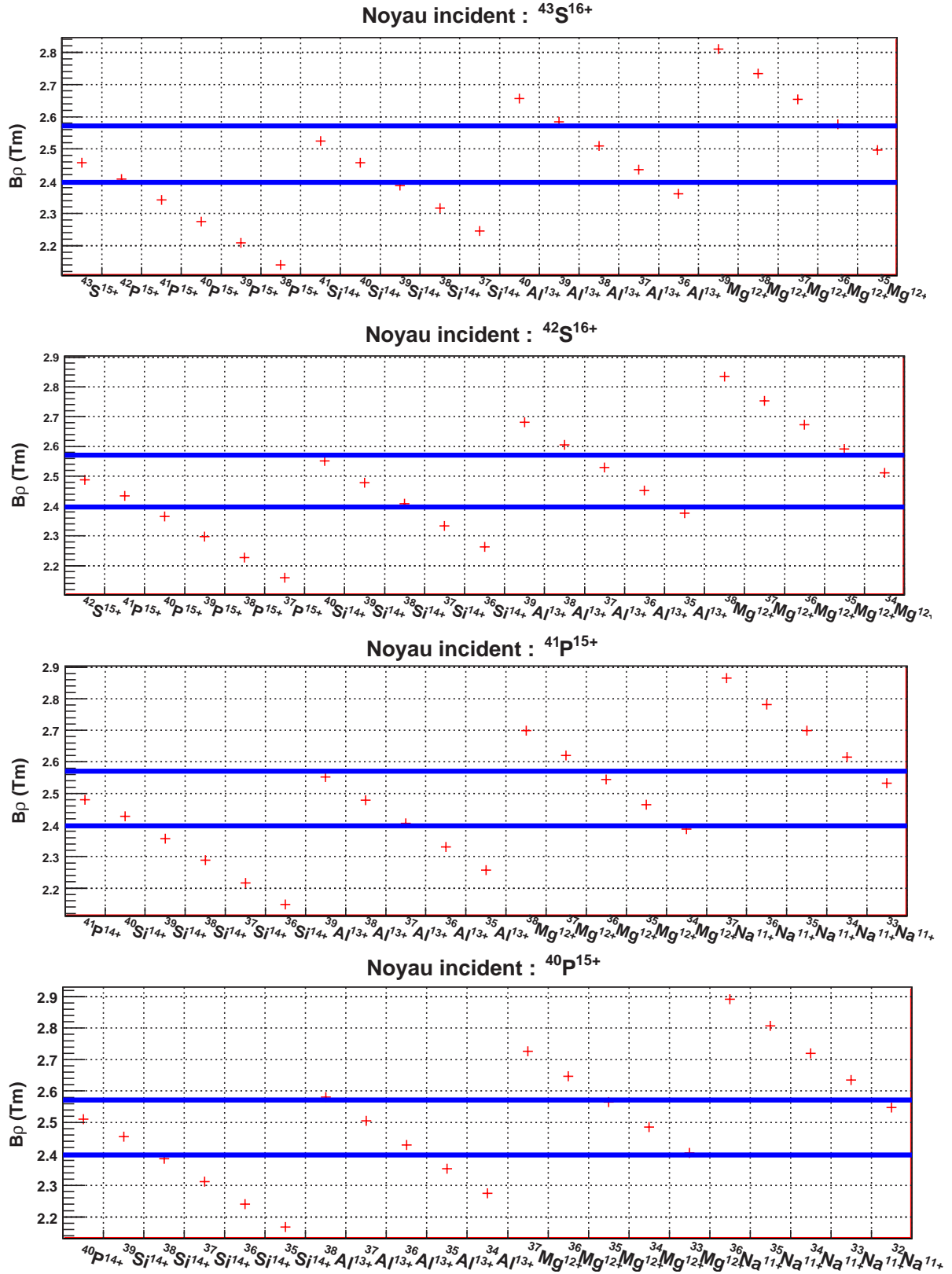
# Résultats des calculs LISE de rigidité magnétique effectués pour les principaux fragments produits par les noyaux du faisceau secondaire.

Il s'agit de calculs effectués avec un détecteur Si de  $50\ \mu\text{m}$  et une cible de Be de 1 mm d'épaisseur en supposant que la réaction ait eu lieu au milieu de cette dernière. Les  $Q$  de réaction ont été calculés à partir des énergies de liaison fournies par [Aud03]. Les traits bleus correspondent aux limites de l'acceptance de SPEG dans le cadre de l'expérience.





Résultats des calculs LISE de rigidité magnétique effectués pour les 156 principaux fragments produits par les noyaux du faisceau secondaire.



# Bibliographie

- [Ann97] R. Anne.  
SISSI at GANIL.  
Nuclear Instrumentation and Methods B, 126 (1997) 279–283.
- [Ann05] R. Anne.  
Les spectromètres en physique nucléaire au GANIL.  
*Ecole IN2P3 Du détecteur à la mesure*, Lalonde les maures, France, 16-24 Novembre 2005.
- [Aud03] G. Audi and al.  
The Nubase evolution of nuclear and decay properties.  
Nuclear Physics A, 729 (2003) 3–128.
- [Aug94] G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L.K. Fifield, and al.  
A cyclotron as a high resolution mass spectrometer for fast secondary ions.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 350 (1994) 235–243.
- [Aur93] J.M. D’Auria.  
An Overview of Radioactive Beam Concepts. Technical report,  
Technical report, Department of Chemistry, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, 1993.
- [Bak97] C. Baktash, J. Beene, F. R. Casten, J. D’Auria Simon, J. Garrett, P.G. Hansen, W. Henning, M. Ishihara, I. Y. Lee Lawrence, W. Nazarewicz, P. Parker, E. Rehm, G. Savard, and R.H. Siemssen.  
Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility.  
*Workshop on Science for an Advanced Radioactive Beam Facility of the Two-accelerator ISOL-type*, Columbus, Ohio, July 30 - August 1 1997.
- [Bar95] E. Baron, J. Gillet, and M. Ozille.  
The high power target system for SISSI, an intense se of secondary ions.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 362 (1995) 90–93.
- [Bas07] B. Bastin, S. Grévy, D. Sohler, O. Sorlin, Zs. Dombrádi, F. Nowacki, A. Poves, and al.  
Collapse of the N=28 shell closure in  $^{42}\text{Si}$ .  
Physical Review Letters, 99 (2007) 022503.
- [Baz02] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin.  
The program LISE: a simulation of fragment separators.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 482 (2002) 307–327.
- [Baz03] D. Bazin and al.  
New Direct Reaction: Two-Proton Knockout from Neutron-Rich Nuclei.  
Physical Review Letters, 91 (2003) 012501.

- [Baz06] D. Bazin.  
Nuclear Reactions.  
*Fifth RIA Summer School 2006 on Exotic Beam Physics*, Oak Ridge, Tennessee, July 17-22 2006.
- [Bet53] H.A. Bethe and J. Ashkin.  
" *Passage of radiation through Matter* " in *Experimental Nuclear Physics*, volume 1.  
Wiley and Sons, New York, 1953.
- [Beu] R. Beunard. *Service technique du GANIL, communication privée*.
- [Bia89] L. Bianchi, B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittig, and J. Barrette.  
SPEG: an energy loss spectrometer for GANIL.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 276 (1989) 509–520.
- [Boh75] A. Bohr and B.R. Mottelson.  
*Nuclear Structure*, volume 1.  
W.A. Benjamin, INC., Advanced Book Program, 1975.
- [Bri97] P.G. Bricault.  
Review of radioactive ion beam accelerators.  
*Particle Accelerator Conference*, Vancouver, BC, Canada, May 12-16 1997.
- [Bro04] A. Brown and al.  
*OXBASH for Windows*, volume 1289. MSU-NSCL report, 2004.
- [Brö01] B. Bröcker.  
*Atlas de la physique atomique et nucléaire*. Le Livre de Poche, 2001.
- [Cam06] C.M. Campbell and al.  
Measurement of Excited States in  $^{40}\text{Si}$  and Evidence for Weakening of the  $N=28$  Shell Gap.  
Physical Review Letters, 97 (2006) 112501.
- [Cam07] C.M. Campbell and al.  
Quadrupole collectivity in silicon isotopes approaching neutron number  $N=28$ .  
Physics Letters B, 2007.
- [Cas00] R.F. Casten.  
*Nuclear Structure from a Simple Perspective*.  
Oxford University Press, second edition, 2000.
- [Cau04] E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves.  
The  $N=28$  shell closure; from  $N=Z$  to the neutron drip line.  
Nuclear Physics A, 742 (2004) 14–26.
- [Dro] A. Drouet. *Ingénieur d'étude, service informatique du LPC-Caen, communication privée*.
- [Dro00] A. Drouart.  
*Structures des résonances géantes dans le  $^{208}\text{Pb}$  et Conception de la détection pour le spectromètre VAMOS*.  
Thèse de l'Université de Paris XI Orsay, 30 Octobre 2000.
- [Duf86] J.P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange, and K.H. Schmidt.

- Projectile fragments isotopic separation: application to the lise spectrometer at GANIL.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 248 (1986) 267–281.
- [Fil] Harshaw / Filtrol. *Harshaw radiation detectors manual*.
- [Fri05] J Fridmann, I. Wiedenhöver, A. Gade, and al.  
|| magic || nucleus  $^{42}\text{Si}$ .  
Nature, 435 (2005) 922–924.
- [Fri06] J Fridmann, I. Wiedenhöver, A. Gade, and al.  
Shell structure at N=28 near the dripline : Spectroscopy of  $^{42}\text{Si}$ ,  $^{43}\text{P}$  and  $^{44}\text{S}$ .  
Physical Review C, 74 (2006) 034313.
- [Gal99] B. J.P Gall.  
*Super et hyper déformations du noyau atomique: du discret au continu*, volume 6.  
Annales de Physique, 1999.
- [GANa] <http://www.ganil.fr>.
- [Ganb] P. Gangnant. *Service technique de SPEG, communication privée*.
- [Gar94] G. Martinez Garcia.  
*Dépendance de la production des photons durs avec la paramètre d'impact dans les collisions entre les ions lourds aux énergies intermédiaires*.  
Thèse de l'université de Valence / Espagne, 17 Juin 1994.
- [Gau] J.M. Gautier and al. *Ingénieur de recherche, service mécanique du LPC-Caen, communication privée*.
- [Gau06] L. Gaudefroy, O. Sorlin, and al.  
Reduction of the Spin-Orbit Splitting at the N=28 Shell closure.  
Physical Review Letters, 97 (2006) 092501.
- [Gel] M. Gelin. *Etudiante en doctorat au GANIL, communication privée*.
- [Gil96] M.D. Cortina Gil.  
*Etude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons*.  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 5 Juillet 1996.
- [Gio03] L. Giot.  
*Etude de la fonction d'onde de  $l^6\text{He}$  par la réaction de transfert  $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$  : contribution de la configuration à deux tritons*.  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 13 Octobre 2003.
- [Gla97] T. Glasmacher and al.  
Collectivity in  $^{44}\text{S}$ .  
Physics Letters B, 395 (1997) 163–168.
- [Gru02] H.A. Grunder.  
Radioactive nuclear beam facilities in north America: Status and outlook.  
Nuclear Physics A, 701 (2002) 43c–48c.
- [Gré04] S. Grévy and al.  
Beta-decay half-lives at the N=28 shell closure.  
Physics Letters B, 594 (2004) 252–259.

- [Gré05] S. Grévy, F. Negoita, I. Stefan, and al.  
Observation of the  $0^+_2$  state in  $^{44}\text{S}$ .  
European Physical Journal A, 25 (2005) 111–113.
- [Gul] F. Gulminelli. *Professeur à l'Université de Caen, communication privée.*
- [Han03] P.G. Hansen and J.A. Tostevin.  
Direct Reactions with Exotic Nuclei.  
Annual Review of Nuclear and Particle Science, 53 (2003) 219–261.
- [Ibb98] R.W. Ibbotson, T. Glasmacher, and al.  
Quadrupole Collectivity in  $^{32,34,36,38}\text{Si}$  and the  $N=20$  Shell Closure.  
Physical Review Letters, 80 (1998) 2081–2084.
- [Isa04] P. Van Isacker.  
Noyaux exotiques.  
*Cours dispensé à l'université de Caen, 2004.*
- [Jim00] M.J. López Jiménez.  
*Spectroscopie gamma en ligne du  $^{32}\text{Mg}$  produit par fragmentation du projectile et étude de la radioactivité du  $^{36}\text{Ca}$ .*  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 22 Février 2000.
- [Jou91] A. Joubert and al.  
The SSI project: an intense secondary ion source using superconducting solenoid lenses.  
Accelerator Science and Technology, 1 (1991) 594–597.
- [Kho03] A. Khouaja.  
*Mesure de section efficace de réaction de noyaux exotiques riches en neutrons dans la zone de fermeture des couches  $N=20$  et  $N=28$ .*  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 19 Décembre 2003.
- [Kor04] W. Korten.  
A la Quête des Extrêmes.  
*Journées de Prospectives DSM/DPNIA-IN2p3, La Colle du Loup, France, 10-15 Octobre 2004.*
- [Lal98] G.A. Lalazissis, D. Vretenar, and al.  
Reduction of the spin-orbit potential in light drip-line nuclei.  
Physics Letters B, 418 (1998) 7–12.
- [Lau95] K. Lau, B. Mayes, and J. Pyrlík.  
Test results of a high resolution cathode strip chamber based on plastic streamer tubes.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 354 (1995) 376–388.
- [Leb] D. Lebhertz. *Etudiante en doctorat à l'IRES (Strasbourg), communication privée.*
- [Lee00] S. Leenhardt.  
*Etude par excitation coulombienne de la fermeture de couche  $N=40$ .*  
Thèse de l'Université Paris Sud/Paris XI, 27 Janvier 2000.
- [Lim04] V. Lima.  
*Etude de la réaction de cassure du  $^{11}\text{Be}$  sur cible de  $^{48}\text{Ti}$ ; le towing mode, un outil spectroscopique pour l'étude des noyaux.*  
Thèse de l'Université Paris Sud/Paris XI, 07 Octobre 2004.

- [LISa] <http://dnr080.jinr.ru/lise/lise.html>.
- [LISb] <http://groups.nscl.msu.edu/lise/lise.html>.
- [Mit94] W. Mittig.  
Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs.  
*Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 12-17 Septembre 1994.
- [Mor76] H. Morinaga and T. Yamasaki.  
*In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*.  
North-Holland Publishing Compagny, 1976.
- [Num01] S. Nummela, F. Nowacki, and al.  
Intruder features in the island of inversion: The case of  $^{33}\text{Mg}$ .  
Physical Review C, 64 (2001) 054313.
- [Ots01] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, and al.  
Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction.  
Physical Review Letters, 87 (2001) 082502.
- [Ots05] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, and Y. Akaishi.  
Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force.  
Physical Review Letters, 95 (2005) 232502.
- [Ott98] S. Ottini.  
*Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de  $^{48}\text{Ca}$ . Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables: MUST et CATS*.  
Thèse de l'Université de Paris XI Orsay, 25 Mars 1998.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache, C. Mazur, and al.  
CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL.  
Nuclear Instrumentation and Methods A, 431 (1999) 476–484.
- [Pel01] F. Landré Pellemoine.  
*Production de faisceaux d'ions radioactifs par la méthode ISOL pour SPIRAL*.  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 23 Octobre 2001.
- [Pou01] J. Pouthas.  
Hautes résolutions en position et temps avec des Détecteurs gazeux à ionisation.  
*Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Maubuisson, France, 9-15 Septembre 2001.
- [Pri00] B.V. Pritychenko, T. Glasmacher, and al.  
First observation of an excited state in the neutron-rich nucleus  $^{31}\text{Na}$ .  
Physical Review C, 63 (2000) 011305.
- [Pri02] B.V. Pritychenko, T. Glasmacher, and al.  
Structure of the «island of inversion» nucleus  $^{33}\text{Mg}$ .  
Physical Review C, 65 (2002) 061304.

- [Roe06] B.T. Roeder, K.W. Kemper, and al.  
Production cross sections for heavy-ion fragmentation reactions on a liquid deuterium target at intermediate energies.  
Physical Review C, 74 (2006) 034602.
- [Sar99] F. Sarazin.  
*La Fermeture de Couche  $N = 28$ : Coexistence de Formes et Contribution Spin-Orbite.*  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 14 Octobre 1999.
- [Sat80] G.R. Satchler.  
*Nuclear Structure from a Simple Perspective.*  
The Macmillan Press LTD, 1980.
- [Sau00] E. Sauvan.  
*Etude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes.*  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 31 Octobre 2000.
- [Sav96] A. Savalle.  
The SSSI facility at GANIL.  
*Fifth European Particle Accelerator Conference*, Sitges, Spain, June 10-14 1996.
- [Sav99] H. Savajols and the VAMOS collaboration.  
VAMOS: a VARIable MOde high acceptance Spectrometer.  
Nuclear Physics A, 654 (1999) 1027c–1032c.
- [Sch05] O. Schneider and A. Perrin.  
Le noyau atomique.  
*Cours dispensé à l'Ecole Polytechnique de Lausanne*, 2005.
- [Sie79] K. Siegbahn.  
*Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*, volume 2.  
North-Holland Publishing Compagny, 5th edition, 1979.
- [SL87] M.G. Saint-Laurent.  
The Lise spectrometer at GANIL.  
Nuclear Instrumentation and Methods B, 26 (1987) 273–279.
- [Soh] D. Sohler. *Chercheuse à l'Institut de Recherche Nucléaire à Debrecen (Hongrie), communication privée.*
- [Soh02] D. Sohler and al.  
Shape evolution in heavy sulfur isotopes and erosion of the  $N=28$  shell closure.  
Physical Review C, 66 (2002) 054302.
- [Sor93] O. Sorlin and al.  
Decay properties of exotic  $N \cong 28$  S and Cl nuclei and the  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  abundance ration.  
Physical Review C, 47 (1993) 2941–2953.
- [Sta03] M.A. Stanoiu.  
*Spectroscopie  $\gamma$  en ligne de noyaux légers riches en neutrons produits par fragmentation de faisceau radioactif et Mesures de temps de vie des niveaux*

- excités dans des noyaux proches de  $^{68}\text{Ni}$ .*  
Thèse de l'Université de Caen/Basse-Normandie, 20 Janvier 2003.
- [Ste72] F.S. Stephens and al.  
Lifetimes of superdeformed states in  $^{36}\text{Ar}$ .  
Physical Review Letters, 29 (1972) 438–441.
- [Sve01] C.E. Svensson, A.O. Macchiavelli, A. Juodagalvis, A. Poves, I. Ragnarsson, and al.  
Lifetimes of superdeformed states in  $^{36}\text{Ar}$ .  
Physical Review C, 63 (2001) 061301(R).
- [TOI] <http://ie.lbl.gov/toi.html>.
- [Tos] J. Tostevin. *Communication privée*.
- [Tos02] J. Tostevin.  
Reaction theory (for exotic nuclei).  
*First RIA Summer School on Exotic Beam Physics*, Oak Ridge, Tennessee, August 12-17 2002.
- [Tos04] J.A. Tostevin, G. Podolyák, A. Brown, and P.G. Hansen.  
Correlated two-nucleon stripping reactions.  
Physical Review C, 70 (2004) 064602.
- [Tsa05] B. Tsang.  
The Rare Isotope Accelerator (RIA) and its Physics.  
*International Collaboration for High Energy Nuclear Physics and China's Opportunity*, Shangai, China, June 28-29 2005.
- [Van86a] L. Vanlentin.  
*Le monde subatomique*.  
Hermann, 1986.
- [Van86b] L. Vanlentin.  
*Noyaux et particules*.  
Hermann, 1986.
- [Viv83] J.P. Vivien.  
Boules et Châteaux de Cristal. Détecteurs multicompteurs  $\gamma$   $4\pi$ .  
*Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Village-Vacances de Bombannes, France, 12-16 Septembre 1983.
- [War03] D. Warner.  
It's a knockout.  
Nature, 425 (2003) 570.
- [Yon01] K. Yoneda, H. Sakurai, T. Gomi, T. Motobayashi, and al.  
Deformation of  $^{34}\text{Mg}$  studied via in-beam  $\gamma$  -ray spectroscopy using radioactive-ion projectile fragmentation.  
Physics Letters B, 499 (2001) 233–237.







## **Etude de la structure des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couches N=28 par spectroscopie gamma en ligne.**

### **Résumé**

Depuis quelques années, une perte du caractère magique des noyaux riches en neutrons à l'abond de la drip-line a été suggérée et observée pour N=28 neutrons. On note la présence de déformation pour ces noyaux, notamment dans le noyau de  $^{44}\text{S}$ , qui peut s'expliquer par une réduction modérée du gap N=28 et la quasi-dégénérescence des orbitales protons  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$ . Il demeure cependant difficile de distinguer la contribution relative des excitations neutron et proton dans la déformation. Dans le cas des isotopes du silicium, on s'attend à une stabilité de la configuration proton liée au gap en énergie de la sous-couche Z=14. C'est ainsi que le  $^{42}\text{Si}$  peut être considéré comme un noyau clé pour pouvoir distinguer les différents effets responsables des changements structuraux observés à N=28. Pour mener à bien l'étude de ce noyau, le facteur limitant étant le taux de production accessible extrêmement faible, une expérience de spectroscopie en ligne avec double fragmentation du faisceau faisant intervenir des processus d'arrachage - dits de "knockout" - de plusieurs nucléons fut réalisée au GANIL. La mesure de l'énergie du premier état excité du  $^{42}\text{Si}$ , combinée à celles des noyaux de  $^{38,40}\text{Si}$  et la spectroscopie de noyaux  $^{41,43}\text{P}$ , a permis de confirmer la perte de magicité pour N=28 loin de la stabilité. Une modification de l'interaction effective utilisée dans le cadre des calculs de type modèle en couches modernes a pu être apportée, accentuant ainsi son caractère prédictif. Cette étude confirme le rôle de la force tenseur et de la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite dans l'affaiblissement de la fermeture de couches N=28.

Mots clés : Structure nucléaire – Spectrométrie gamma — Sections efficaces – Niveaux d'énergie – Modèles en couches – Interactions neutron-proton – Interaction spin-orbite – Magicité

## **Study of neutron-rich nuclei structure around the N=28 shell closure using the in-beam gamma spectroscopy technique.**

### **Abstract**

For a few years now, a loss of magicity in neutron-rich nuclei near the neutron drip-line at N=28 has been suggested and observed. Deformation in these nuclei has been observed. The deformation was explained in S isotopes as being due to a moderate reduction of the N=28 shell closure together with a proton induced collectivity originating from the near degeneracy of the proton  $d_{3/2}$  and  $s_{1/2}$  orbitals. As a consequence, the observed deformation seems to result from a subtle interplay between neutron and proton excitations. Since the proton configuration in the Si isotopes is expected to be more stable due to the Z=14 sub-shell gap,  $^{42}\text{Si}$  was considered as a key nucleus in order to distinguish the different effects responsible for the structural changes observed at N=28. Even if it is at the limits of our technical possibilities, an in-beam gamma-spectroscopy experiment using two-step fragmentation and one or several nucleons knockout reaction mechanisms was performed at GANIL. The measurement of the energy of the first excited state in  $^{42}\text{Si}$ , combined with the observation of  $^{38,40}\text{Si}$  and the spectroscopy of  $^{41,43}\text{P}$ , has given evidence for the loss of magicity at N=28 far from stability. Modifications of the effective interaction used in modern shell model calculations have been completed following this investigation, increasing its predictive character. This study confirms the role of the tensor force and the density dependence of the spin-orbit interaction in the collapse of the N=28 shell closure.

Key-words : Nuclear structure – Gamma ray spectrometry – Cross sections – Energy levels – Nuclear shell theory – Neutron-proton interactions – Spin-orbit interaction – Magicity